

Министерство образования Российской Федерации
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Н.Г. Колбасников

***ТЕОРИЯ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ
ДАВЛЕНИЕМ***
**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ
МЕТАЛЛОВ**

Учебное пособие

**Санкт-Петербург
Издательство СПбГПУ
2004**

Министерство образования Российской Федерации
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Н.Г. Колбасников

*ТЕОРИЯ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ
ДАВЛЕНИЕМ*

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ
МЕТАЛЛОВ

Учебное пособие

Санкт-Петербург
Издательство СПбГПУ
2004

Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ИДЕАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Большинство деформируемых металлов имеют кристаллическое строение, т. е. их атомы вдоль выбранных кристаллографических направлений чередуются определенным образом. Возьмем три системы параллельных линий 1, 2, 3 (рис.1.1), которые образуют трехмерную сетку с постоянными размерами ячеек. Если в каждом тройном узле – месте пересечения трех линий систем 1, 2, 3 – поместить атом, то получится идеальная кристаллическая решетка (см. рис. 1.1). Расстояния между атомами вдоль линий 1, 2, 3 обозначим a_1 , a_2 , a_3 соответственно. В простейших решетках атомы одинаковы и кристаллические ячейки (параллелепипеды со сторонами a_1 , a_2 , a_3) тождественны.

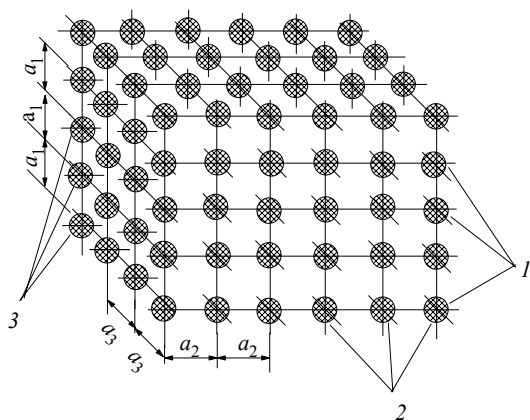


Рис. 1.1. Трехмерная сетка, образованная системами параллельных линий – аналог кристаллической решетки

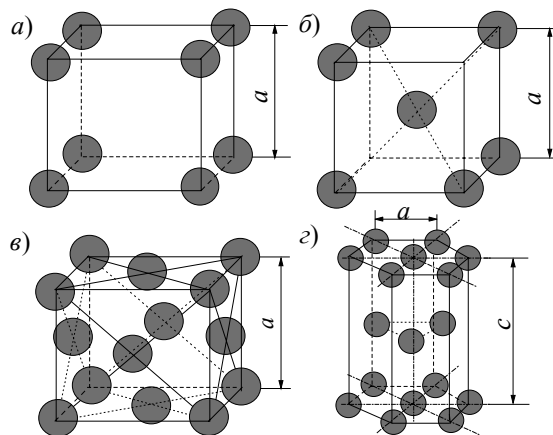


Рис. 1.2. Простая кубическая (а), объемноцентрированная (б), гранецентрированная (в) кубические и гексагональная плотноупакованная (г) решетки

Будем рассматривать простую кубическую*, гранецентрированную кубическую (ГЦК), объемно центрированную кубическую (ОЦК) и гексагональную плотноупакованную (ГПУ) кристаллические решетки (рис. 1.2). Эти типы решеток самые распространенные среди металлов: ГЦК – алюминий, медь, серебро, золото, никель, платина и др.; ОЦК – железо (при температурах ниже 911°C), хром, вольфрам, молибден и др.; ГПУ – бериллий, титан, кобальт, цирконий, цинк, олово, рений и др. Некоторые металлы при изменении температуры изменяют тип кристаллической решетки; подобное превращение называется *полиморфным* и имеет определенную температуру $T_{п.п}$. Полиморфное превращение сопровождается измене-

нием энергии металла: либо поглощением, либо выделением теплоты в окружающую среду. Примерами подобных металлов являются железо, титан, кобальт и др.

Как известно, металлами называют кристаллические тела, имеющие на каждый атом кристалла один или несколько подвижных (свободных) электронов. Эти электроны объединяются в энергетическую зону (зону проводимости), средняя энергия электронов в которой меньше, чем энергия тех же электронов в изолированных друг от друга атомах. Разность энергий электронов проводимости в атоме и кристалле и является энергией металлической связи в кристаллической решетке.

Считается, что взаимодействие атомов (ионов) в кристаллической решетке парное, т.е. энергия взаимодействия всех атомов в кристалле есть сумма энергий взаимодействия всех пар атомов:

$$W(r) = \frac{1}{2} \sum^N W(r_i - r_j), \quad (1.1)$$

где $W(r)$ – сумма взаимодействия всех пар; r_i и r_j – координаты i -го и j -го атомов; $W(r_i - r_j)$ – энергия их взаимодействия; N – число пар.

Если два иона в пространстве расположены на расстоянии r , то при их сближении они начинают притягиваться, причем энергия этого взаимодействия достигает минимума при $r=r_0$ (рис. 1.3). Равновесное положение r_0 , около которого происходят тепловые колебания, находится из условия

$$\left. \frac{\partial W(r)}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0 = F(r), \quad (1.2)$$

где $F(r)$ – сила.

Энергия в этом положении $W(r_0)$ называется *энергией связи*. Эта величина характеризует работу A , которую необходимо затратить, чтобы оторвать атомы друг от друга и удалить на такое расстояние, на котором их взаимодействие не ощущается, $A + W(r_0) = 0$. Очевидно, что для стабильности кристалла необходимо условие $A > 0$, т.е. $W(r_0) < 0$, и кристаллическое состояние атомов энергетически выгодно.

Энергия притяжения, например, в системе ион–электрон, которая является первопричиной металлической связи, ощущается при всех значениях r . Энергия отталкивания (кривая 2 на рис. 1.3) связана обычно с деформацией электронных оболочек ионов и ощущается лишь на малых радиусах взаимодействия, $r \leq d_{\text{ат}}$ ($d_{\text{ат}}$ – диаметр атома).

Атомные связи различаются в основном по характеру сил притяжения. Как известно, выделяют ионную, металлическую, ковалентную и молекулярную (ван-дер-ваальсову) связи. Эти взаимодействия характеризуются:

- радиусом действия R ($R \gg r_0$ – дальнедействующие, $R \approx r_0$ – короткодействующие);

- зависимостью от углов: если $W = W(r)$, то взаимодействия называют центральными, поскольку они не зависят от углов, под которыми взаимодействуют ионы; если $W = W(r, \theta, \varphi)$ – нецентральными взаимодействиями, энергия которых зависит от углов θ и φ (см. рис. 1.3,б);

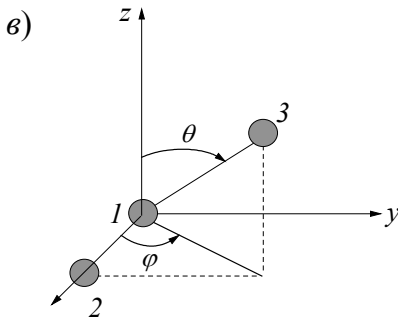
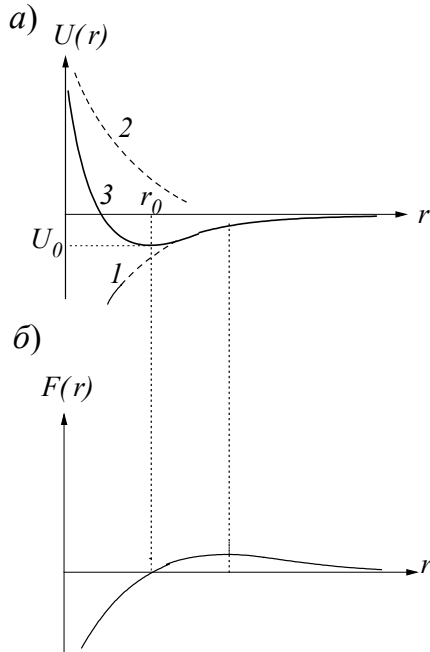


Рис. 1.3. Зависимость энергии связи (а) и силы взаимодействия (б) между двумя атомами от расстояния между ними и от углов θ и φ (в): 1 – энергия отталкивания; 2 – энергия притяжения; 3 – результирующая кривая; r_0 – равновесное расстояние

- энергией связи: $W_0 > 1$ эВ – сильная связь; $W_0 < 1$ эВ – слабая связь; $W_0 \approx 1$ эВ – связь промежуточной силы.

Рассмотрим простейшую модель металлической связи (рис. 1.4), где ионы обозначены кружками с «плюсами», а электроны – с «минусами». Энергия этой системы состоит в электростатическом взаимодействии – отталкивании ионов друг от друга, электронов друг от друга и притяжении ионов и электронов. Поскольку среднее расстояние между электронами и ионами меньше, чем между одноименными частицами, то притяжение сильнее, чем отталкивание:

$$W(r) \Big|_{r=a} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{a/\sqrt{2}} - \frac{e^2}{a} \right) \cong \frac{0,4e^2}{4\pi\epsilon_0}, \quad (1.3)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; $1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9$ н·м²/Кл.

Металлическая связь определяет выгодность нахождения элементов системы в узлах атомно-кристаллической решетки (ионов) и в зоне проводимости (электроны).

Для определения напряжения, стягивающего элементы системы (ионы и электроны), используем соотношение Гельмгольца

$$\Delta\sigma = - \frac{\partial \Delta W}{\partial \nu}, \quad (1.4)$$

где ΔW – изменение энергии при рассматриваемом взаимодействии; ν – объем системы.

При $\Delta\sigma > 0$ рассматриваемый процесс термодинамически выгоден, при $\Delta\sigma < 0$ – невыгоден. В последнем случае $\Delta\sigma$ – энергетический барьер для протекания процесса. Таким образом

$$\Delta\sigma = - \frac{\partial \Delta W}{\partial \nu} - \frac{\partial (w_0 n)}{\partial \nu} = - \frac{\partial (w_0 \nu)}{\nu_0 \partial \nu} = - \frac{w_0}{\nu_0} = - \frac{w_0 \rho N^0}{\mu} \quad (1.5)$$

где $\Delta W = w_0 n$ – сумма энергий межатомной связи w_0 в объеме v ; n – количество атомных связей в объеме v , $n = v/v_0$; v_0 – атомный объем или объем, приходящийся на одну межатомную связь, $v_0 = \mu/\rho N_0$, μ и ρ – молярная масса и плотность материала, N_0 – число Авогадро.

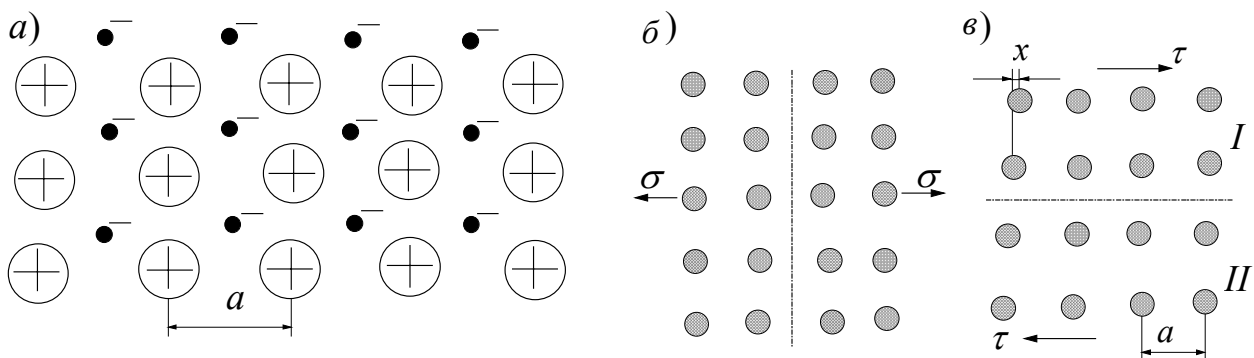


Рис. 1.4. Схема идеального кристалла с кубической решеткой (а), разрушение идеального кристалла отрывом (б) и сдвигом (в)

Оценим величину $\Delta\sigma$, например, для меди. При $w_0 = 7,8 \text{ эВ} = 7,8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \approx 12,5 \text{ Дж}$ (в качестве w_0 принят потенциал ионизации), $\rho = 8,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\mu = 63,5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$, $N_0 = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ ат/моль}$ получаем $\Delta\sigma = 10,5 \cdot 10^{10} \text{ Па} = 105 \text{ ГПа}$. Таким образом, мы получили величину напряжений связи атомов в кристаллической решетке, численно равную модулю упругости (по экспериментальным данным для меди $E = 102 \div 130 \text{ ГПа}$).

Для расчета напряжений связи двух- и более валентных металлов в качестве w_0 в расчете необходимо принимать двойной и т.д. потенциал ионизации металла.

Таким образом, чтобы разорвать идеальный кристалл, необходимо приложить растягивающие напряжения σ^* , численно равные модулю упругости E , т.е. напряжения в сотни раз превышающие предел прочности или истинное сопротивление разрыву.

Иногда для оценки σ^* в качестве v_0 принимают объем кристаллической ячейки a^3 . В этом случае расчет теоретической прочности для меди дает $\sigma \approx 26 \text{ ГПа}$.

Еще одно замечание о напряжениях связи в кристаллической решетке и модуле упругости металла. При $\sigma^* \equiv E = -\frac{\Delta W}{\Delta v}$ с учетом известного соотношения из акустики $C_{38}^2 = \frac{E}{\rho}$, где

C_{38}^2 – скорость звука в металле, получаем в первом приближении

$$\Delta W = E \Delta v = \rho v C_{38}^2 = m C_{38}^2, \quad (1.6)$$

где m – масса системы.

Это соотношение по внешнему виду и, очевидно, по сути аналогично известному соотношению А. Эйнштейна, связывающему энергию и скорость света в вакууме.

При деформации кристалла сдвигом (рис.1.4,б)

$$\tau = G \frac{x}{a}. \quad (1.7)$$

Напряжения τ являются периодической функцией, в качестве которой принимаем

$$\tau = K \sin \frac{2\pi x}{a} \quad (1.8)$$

При равенстве (1.7) и (1.8) и малых сдвиговых деформациях $\sin \frac{2\pi x}{a} \approx \frac{2\pi x}{a}$. Тогда $K = \frac{G}{2\pi}$.

Более точные вычисления дают $K = \frac{G}{2\pi(1-\xi)}$, где ξ – коэффициент Пуассона. В итоге

$$\tau = \frac{G}{2\pi(1-\xi)} \sin \frac{2\pi x}{a}, \quad (1.9)$$

$$\tau_{\max} = \tau^* = \frac{G}{2\pi(1-\xi)}, \quad (1.10)$$

τ_{\max} теоретическая прочность идеального кристалла на сдвиг.

Как видно, теоретическая прочность кристалла и на разрыв, и на сдвиг значительно превышает наблюдаемые на практике свойства реальных металлов. Установлено, что причиной этого различия является присутствие в металле дефектов кристаллического строения, среди которых выделяют точечные, линейные, плоские и объемные.

Итоги главы 1

1. Теоретическая прочность идеального кристалла определяется энергией связи атомов в кристаллической решетке – энергией электростатического взаимодействия ионов и электронов. Мерой этого взаимодействия является модуль упругости металла E , который представляет собой напряжения, стягивающие ион и электрон в объеме этого взаимодействия. Помимо этого модуль упругости является коэффициентом, определяющим линейную корреляцию между напряжением и деформацией $\sigma = E\varepsilon$ при упругой деформации растяжением.

2. Теоретическая прочность идеального кристалла значительно превосходит наблюдаемые на практике свойства реального металла. Высказано предположение, что различие свойств идеального и реального кристаллов объясняется присутствием дефектов кристаллического строения.

Глава 2. ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ

К точечным дефектам относят такие дефекты кристаллической решетки, линейные размеры которых вдоль трех выбранных кристаллографических направлений соизмеримы с параметром решетки, рис.2.1.

2.1. ЭНЕРГИЯ И УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ВАКАНСИИ

Можно рассмотреть две схемы образования вакансий, рис. 2.2. Согласно схеме 1 ионная или электронная вакансия возникает с уменьшением объема ($\partial v < 0$), который занимала частица в исходном состоянии, вторая – с увеличением объема ($\partial v > 0$). Схема 2 показывает, что при уходе иона из узла решетки, в объеме возникает избыток электронов (или, наоборот, избыток ионов при образовании электронной вакансии), что приводит к возникновению между ними сил взаимного электростатического отталкивания.

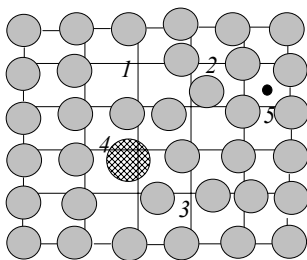


Рис. 2.1. Точечные дефекты: 1 – вакансия; 2 – внедренный атом; 3 – два атома вблизи вакансии; 4 – примесный атом замещения; 5 – примесный атом внедрения

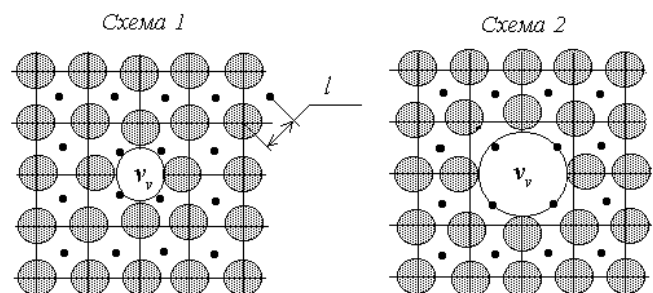


Рис. 2.2. Схемы образования вакансий: 1 – с уменьшением исходного объема; 2 – с увеличением

Пусть вакансия имеет форму сферы с радиусом r_v . Для схемы 1 примем $r_v = \frac{0,9l}{2} = \frac{0,9a}{2\sqrt{2}}$,

для схемы 2 $r_v = \frac{1,1 l}{2} = \frac{0,9a}{2\sqrt{2}}$. Считаем, что образование вакансии идентично образованию

поры. Тогда поверхностная энергия вакансии

$$W_{sv} = \gamma_{sv} s_v, \quad (2.1)$$

где γ_{sv} – удельная поверхностная энергия вакансии, $\gamma_{sv} \neq \gamma_s$, где γ_s – удельная энергия свободной поверхности. Примем $\gamma_{sv} = (0,45 \div 1,0) \gamma_s$.

Пусть $a = 3 \cdot 10^{-10}$ м. Тогда энергия образования вакансии

$$w_v^f \equiv w_{sv} = \gamma_{sv} s_v = 4\pi r_v^2 \gamma_{sv}. \quad (2.2)$$

При $\gamma_{sv} = 1$ Дж/м² $w_v^f = 1,34 \cdot 10^{-19}$ Дж $\approx 0,84$ эВ. Экспериментальные методы исследования показывают значения энергии образования вакансии $w_v^f = (0,6 \div 1,0)$ эВ.

Примем упрощенно $s_v = \frac{v_v}{r_v}$. Тогда при помощи соотношения Гельмгольца (1.4) для схемы 1

$$\sigma_v \Big|_{r=r_v} = \frac{\gamma_{sv}}{r_v} > 0; \quad (2.3)$$

для схемы 2

$$\sigma_v \Big|_{r=r_v} = \frac{\gamma_{sv}}{r_v} < 0. \quad (2.4)$$

Таким образом, согласно схеме 2 для образования вакансии требуется преодолеть энергетический барьер. Для меди при $\gamma_{sv} = 1$ Дж/м² $\sigma_v = 780$ МПа; для алюминия при $\gamma_{sv} = 0,9$ Дж/м² $\sigma_v = 626$ МПа.

Схема 2 образования вакансий более правдоподобна. В металле возможно образование как ионной, так и электронной вакансий, причем вторая, очевидно, более подвижна за счет меньшего радиуса.

2.2. КОНЦЕНТРАЦИЯ ВАКАНСИЙ

Существуют два мнения о температурной зависимости концентрации вакансий N_v . Согласно первому N_v возрастает при повышении температуры экспоненциально, согласно второму N_v от температуры не зависит.

Задача решается следующим образом. Термодинамическому равновесию при каждой температуре T (при постоянном давлении $p = \text{const}$) отвечает минимум свободной энергии (энергии Гельмгольца):

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S = \min, \quad (2.5)$$

где ΔU – изменение внутренней энергии; ΔS – изменение энтропии.

Для твердого тела, содержащего N_v вакансий, по сравнению с состоянием без вакансий избыточная энергия равна

$$\Delta U = N_v w_v^f \quad (2.6)$$

Это возрастание энергии может быть компенсировано за счет конфигурационной части энтропии $\Delta S = k \ln P$, где k – постоянная Больцмана; P – число перестановок в системе. Вычислим изменение энтропии, полагая, что N_0 – число узлов в идеальной кристаллической решетке; n_v – число вакансий.

Рассмотрим кубический кристалл. В каждом узле решетки расположено по атому вещества, причем атомы одинаковы (неразличимы), вследствие чего кристалл можно считать идеальным. Будем полагать, что $N_0 \gg 1$ и достаточно велико, чтобы пренебречь поверхностными эффектами, и все узлы кристаллической решетки считать тождественными.

В эту изначально идеальную решетку будем вводить вакансии, извлекая из нее при этом атомы. Для каждого числа введенных вакансий n_v подсчитаем конфигурационную энтропию.

При $n_v = 1$ вакансию можно перемещать в каждый из N_0 узлов системы, заменяя атомы. При этом каждый раз изменяется состояние системы, следовательно, $P=N$, а $\Delta S = k \ln N$. Рассуждая подобным образом и полагая, что вакансии так же неразличимы между собой, как и атомы, получим:

$$\begin{aligned} n = 0, \quad P=1 & \quad \Delta S = 0; \\ n = 1, \quad P=N & \quad \Delta S = k \ln N; \\ n = 2, \quad P=0,5N(N-1), & \quad \Delta S = k \ln[0,5N(N-1)]; \\ \dots & \dots ; \\ n = n_v, \quad P=\frac{1}{n!} N(N-1)\dots(N-n_v+1), & \quad \Delta S = k \ln \frac{N!}{n!(N-n)!} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Пользоваться выражением (2.7) для вычисления энтропии при больших значениях N и n_v неудобно. Для упрощения (2.7) воспользуемся формулой Стирлинга для больших чисел: $\ln N! = N \ln N - N$ и получим:

$$\Delta S = k [N \ln N - n \ln n - (N - n) \ln(N - n)]$$

Для металлов даже в области предплавильных температур количество вакансий на 4÷5 порядков ниже числа узлов кристаллической решетки, т.е. $N \gg n_v$. Тогда $N \ln N \approx (N - n) \ln(N - n)$, и выражение для определения ΔS преобразуется к виду

$$\Delta S = -k n_v \ln n_v. \quad (2.8)$$

Отсчет значений ΔF будем проводить от исходного состояния системы, при котором $n_v = 0$. Пусть для всех других температур изменение энергии Гельмгольца, связанное с изменением концентрации вакансий, меньше или равно нулю (≤ 0) по сравнению с исходным состоянием. Тогда

$$\Delta F = w_v^f n_v + kT n_v \ln n_v = n_v (w_v^f + kT \ln n_v) \leq 0. \quad (2.9)$$

Найдем число вакансий, которое обеспечивает условие $\Delta F \leq 0$. Согласно (2.9) решениями задачи $\Delta F = 0$ будут

$$n_v = 0, \quad (2.10)$$

$$w_v^f + kT \ln n_v = 0. \quad (2.12)$$

Из второго уравнения следует

$$n_v = \exp\left(\frac{-w_v^f}{kT}\right). \quad (2.12)$$

Последнее выражение трактуют как вероятность тепловой флуктуации, которая достаточна для образования вакансии. Если n_v согласно (2.12) – вероятность образования вакансии, т.е. относительное число ионов и электронов, «готовых» стать вакансиями, то их общее число

$$N_v = N_0 \exp\left(-\frac{w_v^f}{kT}\right). \quad (2.13)$$

Гипотеза об экспоненциальной вакансий объясняет ряд экспериментальных зависимости концентрации результатов, но наряду с этим достоинством имеет ряд недостатков. Некоторые другие методы исследования подтверждают независимость концентрации вакансий от температуры, т.е. решение в виде (2.10), т.е. $N_v(T) = \text{const}$.

2.3. МИГРАЦИЯ ВАКАНСИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Считая ионную вакансию заряженной отрицательно e^- , а электронную – положительно e^+ , можно утверждать, что они взаимодействуют электростатически с энергией

$$W(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (2.14)$$

и силой

$$F(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}, \quad (2.15)$$

зависящими от расстояния между ними r (ϵ_0 – электрическая постоянная).

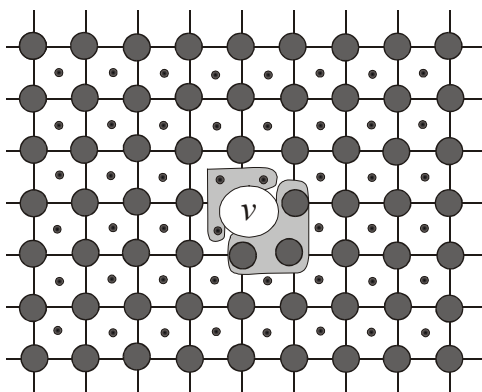


Рис. 2.3. Образование полной (ион-электронной) вакансии при взаимодействии ионной и электронной вакансий

Притяжение разноименных и отталкивание одноименных частиц приводит к их миграции, скорость которой может быть определена при помощи соотношения Эйнштейна, описывающего движение частиц под действием силы F

$$V = \frac{dr}{dt} = \frac{DF}{kT}, \quad (2.16)$$

где D – коэффициент диффузии вакансий,

$$D = D^0 \exp\left(-\frac{w_v^m}{kT}\right), \quad D^0 \text{ – константа (предэкспоненциальный множитель); } w_v^m \text{ – энергия активации миграции вакансий; } k \text{ – постоянная Больцмана.}$$

Движение навстречу и последующее взаимодействие разноименно заряженных вакансий должно приводить к образованию электрически нейтральной бивакансии, обладающей двойным объемом и общей поверхностной энергией w_{sv} , рис. 2.3.

Подобного результата можно ожидать от взаимодействия вакансий с зарядовым избытком или недостатком на границах. Это взаимодействие стремится нейтрализовать избыточную (по сравнению с идеальной решеткой) энергию взаимодействия элементов системы.

2.4. МИГРАЦИЯ ВАКАНСИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОЛЕЙ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Если бивакансия (или просто вакансия) не имеет электрического заряда, то тем не менее она имеет поле собственных напряжений из-за смещения атомов первой и последующих координационных сфер в вокруг ядра вакансии. Уменьшение расстояния взаимодействия атомов и электронов в последующих координационных сферах идентично появлению напряжений сжатия в окрестностях вакансии. Аналогично (1.4)

$$\sigma_v(x) = -\frac{\partial \Delta W(x)}{\partial v(x)},$$

где x – расстояние от вакансии по координате x ; $v = s x$, где v – рассматриваемый объем.

Напряжения от вакансии σ_v по координате x спадают пропорционально $1/r$. Такой характер уменьшения напряжений при удалении от дефекта считается медленным, а напряжения, изменяющиеся по такому закону – дальнодействующими. Таким образом, вакансия представляет собой точечный источник внутренних напряжений. Поскольку нами принята схема 2 образования вакансий, то считаем, что вакансия создает вокруг себя сферическое поле сжимающих напряжений.

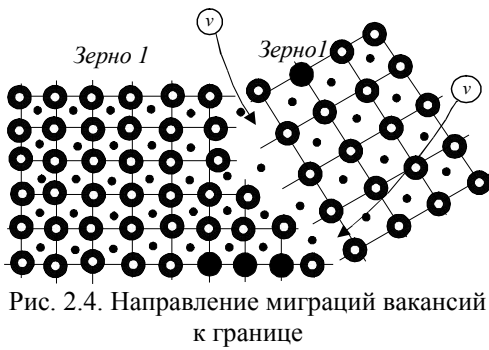


Рис. 2.4. Направление миграций вакансий к границе

Поскольку любая система стремится к минимуму энергии, в том числе к минимуму упругой энергии, то те дефекты, которые создают поля напряжений сжатия, имеют тенденцию ко взаимодействию с дефектами, создающими растягивающие напряжения. Как будет показано далее, источниками растягивающих напряжений могут выступать дислокации и границы. В отожженных металлах, где дислокаций мало, основным

местом расположения вакансий (местом стока) являются межзеренные или межфазные границы, создающие напряжения $\sigma_s = \pm \frac{\gamma_s}{x}$ (подробнее см. далее). Поскольку $\gamma_s > \gamma_{sv}$, то напряжения от границы больше, чем от вакансии. Направление миграции вакансий к границе показано на рис. 2.4. Граница, создающая упругие растягивающие напряжения, вытягивает вакансию, создающую сжимающие напряжения, подобно электростатическому зонду. Взаимодействие сопровождается потоками заряженных частиц – ионных и электронных вакансий. Если движущей силой миграции является уменьшение упругих напряжений, то их скорость можно определить при помощи (1.24)

$$V_v = \frac{D_v F}{kT} = \frac{D_v \sigma s}{kT}, \quad (2.17)$$

где F – сила, действующая на вакансию, $F = \sigma s$, σ – напряжения, $\sigma = \sigma_{tp}(x) - \sigma_{sv}(x)$.

Таким образом, скорость миграции вакансии зависит от «разности потенциалов» упругих напряжений $\sigma_{tp}(x) - \sigma_{sv}(x)$, создаваемой взаимодействующими дефектами.

В результате взаимодействия на границе происходит уменьшение напряжений на величину

$$\Delta \sigma_{zp} = \frac{\gamma'_s}{a_{zp}} - \frac{\gamma_{sv}}{r_v} = \sigma_{s\,zp} \Big|_{x=0} - \sigma_{sv} \Big|_{x=0} \quad (2.18)$$

2.5. ТЕНДЕНЦИИ В ПОВЕДЕНИИ ВАКАНСИЙ: ОБРАЗОВАНИЕ ИЛИ РАСТВОРЕНИЕ МИКРОПОР?

Если неравновесных вакансий в металле много, то, собрав их в поры, можно получить микропористый металл. Какой же механизм – коагуляция вакансий и образование второй фазы – микропор или растворение микропор с образованием избыточных вакансий, выгодно в металле? Очевидно, как в случае сплавов с ограниченной растворимостью второго компонента, существуют условия (концентрации, температура, давление), при которых преобладает один из указанных процессов. Пусть вакансии распределены в металле, их энергия W_v . Если вакансии объединить в микропору радиусом R , то их энергия $W_{\pi} = \gamma_s S = \gamma_s V^{2/3}$, где γ_s –

удельная поверхностная энергия; S – площадь поверхности поры; $W_{\text{п}}$ – энергия поры. Рост поры выгоден, если

$$\Delta\sigma = -\frac{\partial\Delta W}{\partial V} = \frac{\partial}{\partial V}\left(\gamma_s V^{2/3} - \frac{V}{a^3} w_v^f\right) \geq 0 \quad (2.19)$$

или

$$R \geq \frac{2}{3} \frac{\gamma_s a^3}{w_v^f} \quad (2.20)$$

Коэффициент перед дробью определяется формой микропоры. Если $\gamma_s=1$ Дж/м², $w_v^f=1,79\cdot 10^{-19}$ Дж, $a=3\cdot 10^{-10}$ нм, то поры должны расти, если $R \geq 1\cdot 10^{-10}$ м. Таким образом, коагуляция вакансий с образованием микропоры выгодна. Это явление известно в материаловедении под названием эффекта Френкеля.

Таким образом, одним из механизмов термического разупрочнения деформированного металла может быть захлопывание дислокационной петли с обогащением окружающего пространства неравновесными вакансиями с последующей их коагуляцией и образованием микропоры. Объем металла при этом может увеличиваться в соответствии с выполненными оценками на доли и единицы процентов.

Порообразование в деформированном металле во время отжига зависит от механизма пластической деформации – чем больше дислокационных петель вычитания Франка (дефектов упаковки) создано во время пластической деформации, тем больше может быть генерировано неравновесных вакансий. Размер полученных микропор лимитируется концентрацией неравновесных вакансий, т.е. зависит от механизма деформации металла.

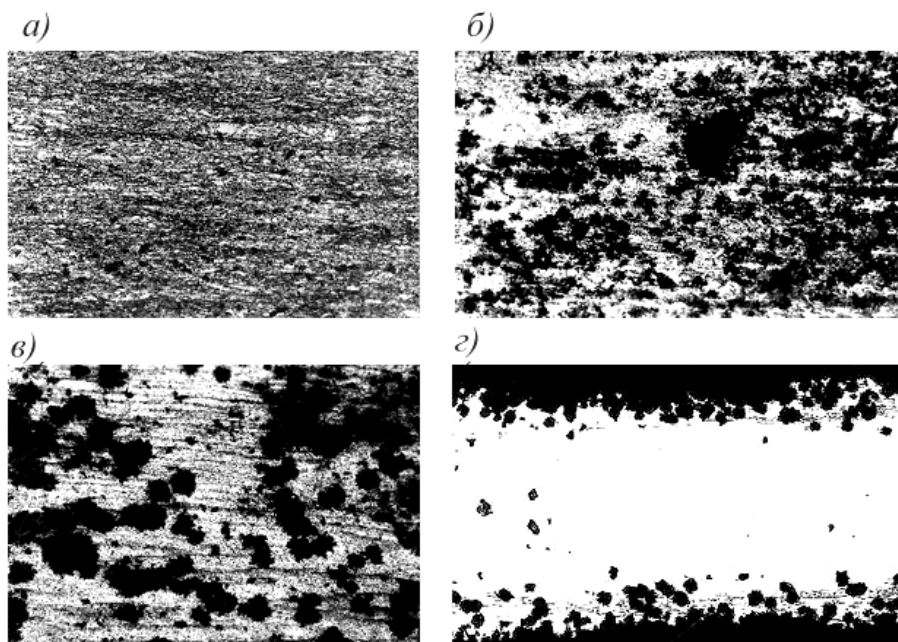


Рис. 2.5. Поры, выделенные при термообработке деформированного сплава Co–30,5Fe–1,5V при температурах отжига:
а – 400 °С, ×600; б – 600 °С, ×600; в – 800 °С, ×600; з – 1000°С, ×56

Стадии выделения микропор в кобальтовом сплаве Co–30,5Fe–1,5V, который является упорядоченным твердым раствором, после отжига при различных температурах представлены на рис. 2.5. При $T = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($0,38T_{\text{пл}}$) наблюдается начальная стадия образования микропор, при $T=600\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($0,5T_{\text{пл}}$) вакансии коагулируют в поры, при $T=800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($0,6T_{\text{пл}}$) поры укрупняются, а при $T=1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($0,7T_{\text{пл}}$) – мигрируют к поверхности, покидая образец. Объем пор в металле, образованных за счет коагуляции вакансий (см. рис.2.5,б), составляет приблизительно 2,5%, а локально он может достигать 6÷8 %.

2.6. ГЕНЕРАЦИЯ ВАКАНСИЙ ВО ВРЕМЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА

Рассмотрим тенденции распада дислокационных петель на вакансии (рис. 2.6) как самопроизвольного процесса уменьшения неравновесности системы. Будем считать, что поры испускает краевая дислокация (петля вычитания Франка) с радиусом петли r . Она может произвести, захлопнувшись полностью, N_v вакансий, $N_v = \pi r^2/a^2$, где a – параметр решетки.

В исходном состоянии дислокация обладает энергией

$$W_d = 0,5b^2 2\pi r \approx Ga^2 \pi r,$$

где b – вектор Бюргерса, считаем $b \approx a$; G – модуль сдвига; $0,5Gb^2$ – энергия дислокации единичной длины.

После захлопывания дислокации может образоваться N_v вакансий с общей энергией

$$W_v = w_v^f N_v = w_v^f \frac{\pi r^2}{a^2}, \quad (2.21)$$

а общее изменение энергии системы при этом составит

$$\Delta W_{\Sigma} = W_v - W_d = w_v^f \frac{\pi r^2}{a^2} - \pi G a^2 r. \quad (2.22)$$

Рис. 2.6. Схема генерации вакансий при захлопывании петли Франка

Условие энергетической выгодности самопроизвольного процесса запишем, как обычно, в виде соотношения Гельмгольца:

$$\Delta \sigma_{\Sigma} = -\frac{\partial \Delta W}{\partial v} > 0$$

Поскольку в рассматриваемом случае происходит уменьшение объема дислокации (петля захлопывается), то в последнем выражении $\partial v < 0$. Тогда, полагая, что $r \approx v^{1/3}$, процесс захлопывания дислокационной петли становится выгодным при условии

$$2 \frac{w_v^f}{a^2} \geq G \frac{a^2}{r}, \quad (2.23)$$

или

$$r \geq \frac{Ga^4}{2w_v^f} \quad (2.24)$$

Таким образом, самопроизвольный процесс захлопывания дислокаций выгоден для дислокационных петель, размер которых превышает указанный в соотношении (2.24). Например, в меди при $a = 0,362$ нм, $w_v^f = 1,79$ Дж, $G = 5 \cdot 10^{10}$ Па могут захлопываться дислокационные петли радиусом $r \geq 2$ нм, т.е. $r \geq (5 \div 6)a$. Дислокации меньшего размера стабильны и могут служить зародышами микропор при коагуляции вакансий; выгодность этого процесса будет показана далее.

Таким образом, каждая дислокационная петля радиусом, например, 0,3 мкм, способна испустить $N_v = \pi r^2/a^2 \approx 3 \cdot 10^6$ вакансий при $a = 0,362$ нм. Простейший расчет показывает, что при общей плотности (протяженности) дислокаций $\rho = 10^{15}$ м/м³, что обычно достигается при холодной деформации со средними и большими обжатиями, в 1 м³ содержится $\rho/l = 10^{15}/0,5 \cdot 10^{-6} = 0,5 \cdot 10^{21}$ дислокаций радиусом 0,3 мкм, l – длина петли таких дислокаций. Тогда общее число вакансий, генерированных при распаде дислокаций, может составлять

$$N_{v\Sigma} = N_v \rho / l = 3 \cdot 10^6 \cdot 0,5 \cdot 10^{21} = 1,5 \cdot 10^{27} \text{ 1/м}^3$$

В 1 м³ при $N_a = 1/a^3 \approx 3 \cdot 10^{28}$ концентрация вакансий составит $n_v = N_{v\Sigma} / N_a = 1,5 \cdot 10^{27} / 3 \cdot 10^{28} = 0,05$, т.е. может достигать нескольких процентов.

Отметим, что распад дислокаций при одновременной генерации вакансий может происходить только в условиях активно протекающей диффузии, т.е. при повышенных температурах во время термической обработки холоднодеформированного металла или во время горячей деформации.

2.7. ДИФФУЗИЯ ВАКАНСИЙ

Рассмотрим вакансию в идеальной кристаллической решетке. Ее энергия не зависит от координаты узла, в котором она находится. Любой атом, рис. 2.7, может совершить скачок и занять место вакансии – переход вакансии на расстояние, равное параметру решетки a . График изменения энергии вакансии при ее перескоке представлен рис. 2.8. Разность энергий в точках $x = 0$ и $x = 0,5a$ характеризует энергию миграции вакансии w_v^m . Это изменение энергии вакансии может получить за счет тепловой флуктуации, тогда обратимая работа перемещения вакансии приобретает смысл энергии активации миграции вакансий w_v^m . Вероятность перескока каждого атома первой координационной сферы на место вакансии

$$P_{am} = \omega_0 \exp\left(-\frac{w_v^m}{kT}\right), \quad (2.25)$$

где $\omega_0 \approx 10^{12 \div 13}$ 1/с – частота тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке.

Если в первой координационной сфере n_k атомов, то вероятность перескока

$$P_v = n_k P_{ат} n_k \omega_0 \left(-\frac{w_v^m}{T} \right), \quad (2.26)$$

а скорость перемещения

$$V_v = a P_v = n_k \omega_0 a \exp \left(-\frac{w_v^m}{T} \right), \quad (2.27)$$

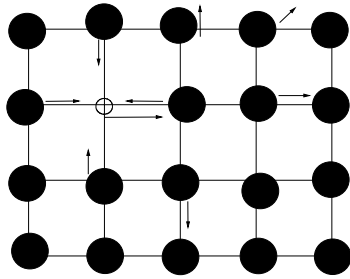


Рис. 2.7. Направления смещения атомов при скачке вакансии

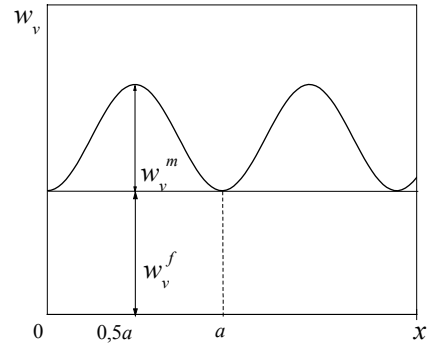


Рис. 2.8. Изменение энергии вакансии при ее движении по решетке в направлении x

Мы уже отмечали, что бивакансия (или полная вакансия) не имеет заряда, а значит, перемещается без электростатического взаимодействия с соседями. В случае перемещения в вертикальном направлении на рис. 2.3 ион 1^+ и электрон 1^- смещаются вниз и фактически должны разорвать связи со своими ближайшими соседями. Достаточно очевидно, что, поскольку у пары 1^+ и 1^- число соседей меньше, чем в идеальной решетке, то энергия их миграции на место вакансии несколько меньше, чем энергия образования вакансии. Приближенно можно принять, что $w_v^m \approx w_v^f$. Оценим скорость вакансии при $T=1000$ К, $\omega_0=10^{13}$ 1/с, $w_v^m = 1$ эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж:

$$V_v = 10 \cdot 10^{13} \cdot 3 \cdot 10^{-10} \exp \left(-\frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^3} \right) \approx 0,27 \text{ м/с},$$

что хорошо совпадает с экспериментальными данными. Таким образом, вакансии при повышенных температурах очень подвижны. При $T = 273$ К $V_v = 1 \cdot 10^{-14}$ м/с, т.е. подвижность вакансий при понижении температуры резко уменьшается.

а)

б)

в)

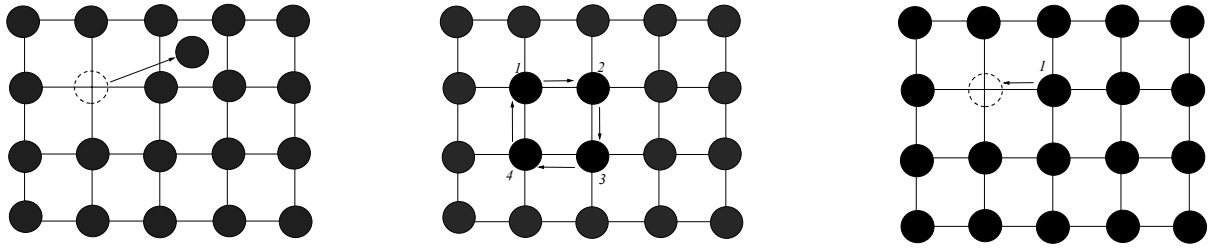


Рис. 2.9. Микроскопические механизмы диффузии

При вакансионном механизме диффузии атомов (рис. 2.9) вероятность перескока атома складывается из вероятности встретить вблизи себя вакансию. При вакансионном механизме (рис. 2.9, в) вероятность перескока атома складывается из вероятности встретить около данного атома вакансию.

$$P_c = n_k n_v = n_k \exp\left(-\frac{w_v^f}{kT}\right) \quad (2.28)$$

и из вероятности тепловой флуктуации, необходимой для перескока,

$$P_{ат} = \omega_0 \exp\left(-\frac{w_v^f}{kT}\right). \quad (2.29)$$

В итоге

$$P_{пер} = P_c P_{ат} = n_k \omega_0 \exp\left(-\frac{w_v^m + w_v^f}{kT}\right), \quad (2.30)$$

а скорость перемещения атомов

$$V_{ат} = a P_{пер} = n_k a \omega_0 \exp\left(-\frac{w_v^m + w_v^f}{kT}\right), \quad (2.31)$$

так как вероятность перескока просто равна числу перескоков атома в секунду.

Из определения коэффициента диффузии как количества вещества, диффундирующего через единицу площади за единицу времени при единичном градиенте плотности следует, что

$$D = P_{пер} a^2 = P_c P_{ат} a^2 = a^2 n_k \omega_0 \exp\left(-\frac{w_v^m + w_v^f}{kT}\right), \quad (2.32)$$

В данной трактовке количество продиффундировавшего вещества определяется числом перескоков атомов через площадь a^2 .

При $w_v^f + w_v^m = 2,8 \cdot 10^{-19}$ Дж, $n_k = 12$, $\omega_0 = 10^{13}$ 1/с, $a = 3 \cdot 10^{-10}$ м

$$D = 9 \cdot 10^{-20} \cdot 10^{13} \cdot 12 \cdot \exp\left(-\frac{2,8 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^3}\right) = 1,67 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Для примесных атомов справедливы такие же зависимости, например,

$$D_i = a^2 n_k \omega_0 \exp\left(-\frac{w_i^m + w_v^f}{kT}\right). \quad (2.33)$$

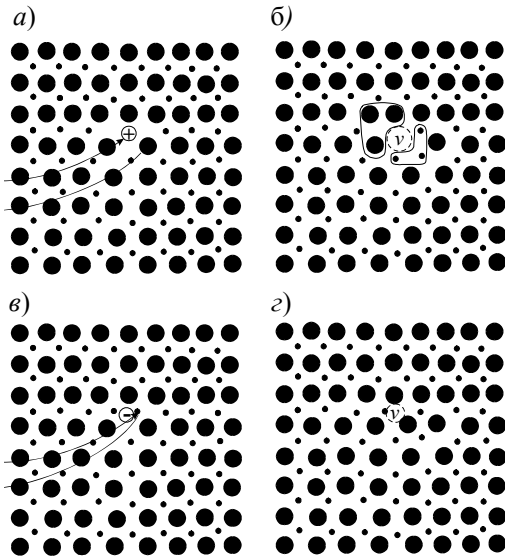


Рис. 2.10. Образование полной вакансии в ядре дислокации при недостатке электронов в ядре дислокации (а, б) и при избытке электронов (в, г)

В зависимости от размера примесный атом создает поля напряжений сжатия или растяжения. Вакансия взаимодействует с ними, в результате чего возникают движущие силы перемещения вакансии $\sigma = \sigma_i(x) - \sigma_{sv}(x)$, приводящие к дрейфу (направленной миграции) вакансий $V_v = \frac{D_i F}{kT} = \frac{D_i \sigma_s}{kT}$, где D_i определяется по (2.33).

Рассмотрим диффузию вакансий и атомов вдоль дислокационной трубки. Поскольку дислокация испускает вакансии, ее можно рассматривать как совокупность вакансий. Поскольку порядок чередования атомов в ядре дислокации нарушен, ядро дислокации заряжено или положительно, или отрицательно.

При этом ядро взаимодействует с ионной или электронной вакансиями. Это приводит к образованию полной нейтральной вакансии. Таким образом, электрическое взаимодействие может изменить динамику событий и сделать выгодным присоединение заряженной вакансии к дислокации. При этом на дислокациях образуются так называемые вакансионные облака (облака Судзуки), рис. 2.10. Считается, что эти облака являются одной из причин появления зуба текучести на диаграммах растяжения.

Таким образом, если в металле есть вакансии, то местом их преимущественного расположения являются ядра дислокаций или границы зерен. В этом случае вероятность встречи диффундирующего атома с вакансией в ядре дислокации значительно повышается. Если считать, что в ядре дислокации всегда присутствуют вакансии, то вероятность их встречи с диффундирующим атомом стремится к единице, $\exp\left(-\frac{w_v^f}{kT}\right) \rightarrow 1$. Тогда для диффузии вдоль дислокационной трубки можно записать:

$$D_{тр} = a^2 n_k \omega_0 \exp\left(-\frac{w_i^m}{kT}\right), \quad (2.34)$$

т.е. энергия активации трубочной диффузии приблизительно вдвое меньше, чем для самодиффузии.

Именно по этой причине диффузия вдоль дислокационной трубки (**трубочная диффузия**) идет значительно активнее, чем в среднем по кристаллу. Аналогично трубочной диффузии развивается диффузия вдоль межзеренных или межфазных границ – **зернограничная диффузия**.

Отличия в процессах диффузии внедренных атомов состоят в том, что энергия их образования значительно больше, чем для вакансий, $w_i^f \approx 3w_v^f$.

Внедренные атомы могут располагаться в кристалле между узлов индивидуально, в виде гантельной конфигурации, или в виде краудионов, рис. 2.11. Нельзя сказать, какая из конфигураций, межузельная или гантельная, обладает меньшей энергией. В настоящее время считается, что различие энергий между этими конфигурациями не превышает 0,1 эВ.

По причине высокой энергии образования равновесная концентрация межузельных атомов очень мала, даже при температуре плавления она не превышает

$$n_{i0} \approx N_0 \exp\left(-\frac{w_i^f}{kT}\right) \approx 10^{16} \text{ м}^{-3},$$

а при $T = 0,5 T_{\text{пл}}$ она менее 10^6 атомов на кубический метр. Поэтому во всех основных физических эффектах, таких как диффузия, можно не принимать во внимание равновесной концентрации внедренных атомов и считать $n_{i0} = 0$.

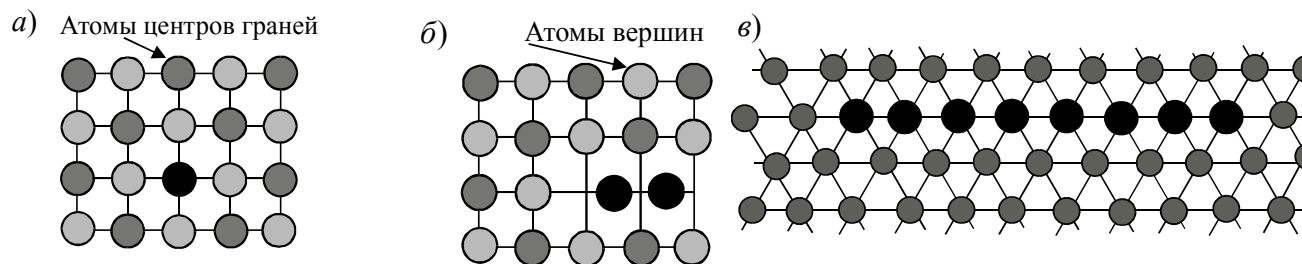


Рис. 2.11. Межузельная (а) и гантельная (б) и краудионная (в) конфигурации внедренного атома в решетке ГЦК. Изображены проекции всех атомов на плоскость {100}

Подвижность внедренных атомов должна быть значительно выше подвижности вакансий, поскольку наиболее легкий путь перемещения внедренного атома представляет собой последовательное изменение конфигурации: межузельная \rightarrow гантельная \rightarrow межузельная и т.д. (рис. 2.12). На этом же рисунке видно, что движение внедренного атома «эстафетное», как и у дислокации: после каждого скачка в межузельном положении оказывается новый атом.

Пусть, например, межузельная конфигурация обладает энергией на 0,1 эВ меньше, чем гантельная. Тогда график зависимости энергии внедренного атома от смещения из исходного положения (рис. 2.12,а) имеет вид, изображенный на рис. 2.13. Видно, что на этой кривой появляется промежуточный минимум при $x = 1/2 a$, связанный с гантельной конфигурацией. Поэтому высота потенциального барьера на кривой $w_i(x)$ должна быть существенно меньше, чем на кривой $w_v(x)$. По современным данным $w_i^m = (0,5 \div 0,6)w_v^m$. Например, для меди приводят значение $w_i^m = (0,5 \div 0,6)w_v^m = 0,6$ эВ по сравнению с $w_v^m \approx 1$ эВ. Очевидно, что уменьшение высоты потенциального барьера приводит к увеличению подвижности.

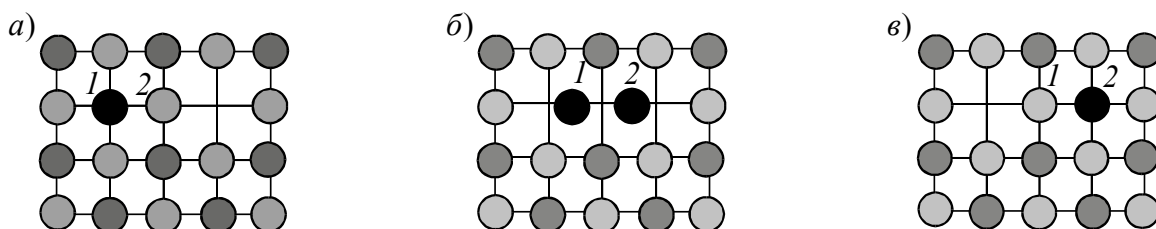


Рис. 2.12. Диффузия внедренного атома в решетке ГЦК. Изображены проекции атомов на плоскость $\{100\}$

Оценим, например, время исчезновения избыточных внедренных атомов при довольно

низкой температуре $T=300$ К. Согласно $r = \sqrt{D_d t}$ полу-

чаем

$$t = \frac{r^2}{D_i}; \quad D_i \approx \frac{n_k}{2} a^2 \omega_0 \exp\left(-\frac{w_i^m}{kT}\right); \quad t = \omega_0^{-1} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \frac{2}{n_k} \exp\left(\frac{w_i^m}{kT}\right) \quad (2.35)$$

Как следует из результатов, изложенных ранее, дис-

локации могут быть стоками для вакансий и внедренных атомов. Поэтому при оценке времени можно взять характерные расстояния между дислокациями, например $r \approx 10^{-6}$ м. Тогда

$$t = 10^{-13} \left(\frac{10^{-6}}{3 \cdot 10^{-10}}\right)^2 \cdot \frac{1}{5} \cdot \exp\left(\frac{0,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}\right) \approx 500$$

При более высоких температурах ($0,4 \div 0,5 T_{пл}$) внедренные атомы исчезают еще быстрее – за $10^0 \div 10^{-1}$ с.

Таким образом, при обычных условиях изготовления и эксплуатации в металлах практически нет равновесных внедренных атомов, а неравновесные очень быстро диффундируют к стокам и исчезают.

Подвижность краудиона очень велика. В настоящее время считается, что $w_k^m \approx 0,1 w_v^m \approx 0,1$ эВ. Такой потенциальный барьер краудион может преодолевать за счет кинетической энергии. Поэтому быстро движущийся краудион способен проходить по инерции большие (по сравнению с межатомным) и даже макроскопические расстояния – до 10^{-6} м и больше.

Итоги главы 2

1. Основными точечными дефектами кристаллического строения являются вакансии и примесные атомы. Образование этих дефектов сопровождается повышением энергии системы; точечные дефекты характеризуются энергией образования и создают собственные поля напряжений.

2. Различают равновесные и неравновесные вакансии. Равновесные возникают в согласии с принципом минимума энергии, их концентрация экспоненциально зависит от темпера-

туры, обеспечивает минимум свободной энергии. Неравновесные вакансии возникают во время пластической деформации или термической обработки при распаде дислокационных структур; их концентрация может достигать долей и единиц процентов.

3. По повышенных температурах вакансии имеют тенденцию к объединению и образованию микропор.

4. Миграция вакансий определяет диффузионные процессы в металле – самодиффузию, трубочную диффузию, зернограничную диффузию.

5. Внедренные атомы, образующие гантельную или краудинную конфигурации, имеют небольшую концентрацию, но очень высокую подвижность.

Глава 3. ДИСЛОКАЦИИ

3.1. ВВЕДЕНИЕ

Дислокации являются теми дефектами кристаллического строения, которые в основном отвечают за формирование свойств металлов во время пластической деформации, а их перемещение и выход на свободную поверхность обуславливает изменение формы, т.е. пластическую деформацию металла. Дислокации легко размножаются, достигая больших плотностей, сильно искажают кристаллическую решетку; обладают высокой подвижностью, легко приобретают большую скорость. В хорошо отожженном металле плотность дислокаций может быть невысокой и достигать 10^4 см/см³, т. е. в 1 см³ общая протяженность дислокационных трубок может составить 100 м.

Во время пластической деформации дислокации интенсивно размножаются и их плотность возрастает в миллионы раз, а в сильнодеформируемом металле она может достигать $5 \cdot 10^{11}$ см/см³, что равняется нескольким расстояниям от Земли до Луны.

Все дефекты кристаллической решетки являются источниками внутренних напряжений. Вблизи дефекта напряжения могут быть очень велики, но достаточно далеко от него напряжения спадают до уровня, позволяющего применять линейную теорию упругости.

3.2. КОНТУР И ВЕКТОР БЮРГЕРСА

Рассечем кристалл, содержащий дислокацию, плоскостью $BCDE$, совпадающей с атомной плоскостью (рис. 3.1). Сечение дислокационной трубки на этой плоскости будет выглядеть как окружность радиуса $\sim a$. Внутри этой окружности атомы имеют неправильное число ближайших соседей, а вне ее – правильное число, хотя расстояния между атомами и углы между ними несколько искажены из-за напряжений, вызываемых дислокацией.

Сравним участки двух плоскостей, одна из которых идеальная, а другую пересекает ось дислокации (рис. 3.2). Если исключить из рассмотрения атомы, лежащие внутри дислокационной трубки, и соответствующие атомы в идеальной решетке, то каждый атом в рассматриваемых плоскостях будет иметь по четыре ближайших соседа (в плоскости). Тем не менее, нельзя каждому атому идеальной решетки однозначно сопоставить атом дефектной решетки.

Выберем какой-либо атом идеальной решетки, например атом A на рис. 3.2,б. Его координаты: $x = 4a$, $y = 3a$ или в межатомных расстояниях a — A (4, 3). Пусть ему соответствует атом A' (4', 3') в дефектной решетке, штрихи будут означать, что расстояния измерены в постоянных решетки $a' = a'(x, y)$, искаженных из-за напряжений от дислокации. Перейдем от атома A (4, 3) к атому B (4, 2), совершив для этого один скачок на $\Delta y = -a$ вдоль оси y . Этому скачку однозначно соответствует скачок $A' (4', 3') \rightarrow B' (4', 2')$, хотя при этом переход идет

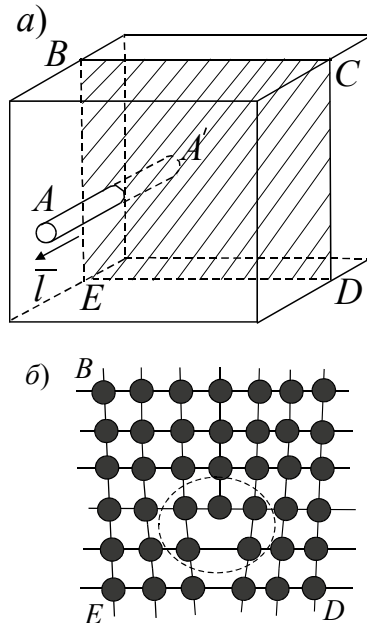


Рис. 3.1. Сечение кристалла, содержащего одну дислокацию (\vec{l} — вектор, направленный вдоль оси дислокации):
 a — общий вид; b — его атомное строение. Пунктиром обозначено сечение дислокационной трубки — области с нарушенным ближним порядком

уже и не строго по оси y (из-за искажений решетки), но направление на ближайшего соседа по оси y можно указать однозначно. Построим такой контур в идеальной решетке, чтобы число скачков вдоль каждой оси в положительном и отрицательном направлении совпадало.

На рис. 3.2,б показано по семь скачков в каждую сторону вдоль каждой оси. Естественно, что при этом мы вернемся в исходную точку. Пусть каждому шагу этого контура соответствует шаг в искаженной решетке аналогично шагам $A \rightarrow B$ и $A' \rightarrow B'$. Как уже говорилось, такое соответствие можно сделать однозначным, каждый раз устанавливая связь между атомами идеальной и дефектной решеток, если контур не заходит в область больших искажений трубки. Но после семи шагов в каждом направлении мы попадем не в точку A' (4', 3'), соответствующую точке A , а в точку A'' (3', 3') на рис. 3.2,а, т. е. одной точке A можно сопоставить две точки A' и A'' . Если совершить еще один обход, то мы попадем уже в точку A'' и так далее, следовательно, нельзя установить

однозначного соответствия между атомами идеальной и дефектной решеток, так как результат сопоставления будет зависеть от числа обходов по контуру.

Контур, описанный на рис. 3.2, носит название контура Бюргерса, а вектор, проведенный из конечной точки контура в начальную и измеренный в параметрах решетки, называется вектором Бюргерса. На рис. 3.2,а вектор Бюргерса проведен из точки A'' в точку A' , его величину и направление можно получить из сопоставления с рис. 3.2,б: величина b равна отрезку A_1A , т. е. параметру решетки a , и он направлен вдоль оси x от A_1 к A , $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{x}}{x} a$.

Легко убедиться, что определенный таким образом вектор Бюргерса не зависит от параметров контура Бюргерса, если только он охватывает ось дислокации. На рис. 3.3 изображено два таких контура с одинаковым направлением обхода по часовой стрелке.

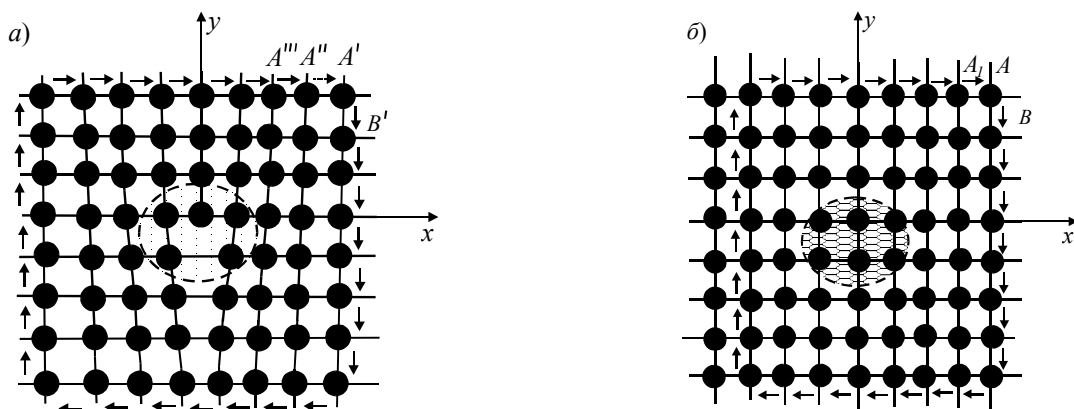


Рис. 3.2. Контур Бюргерса краевой дислокации (а) и соответствующий ему контур в идеальной решетке (б). Заштрихована область внутри дислокационной трубки и соответствующая ей область в идеальной решетке

Некоторые важные положения о контуре Бюргерса:

1. Суммарная невязка контура равна сумме векторов Бюргерса дислокаций, пересекающих ограниченную этим контуром поверхность.

2. Вдоль линии дислокации вектор Бюргерса не изменяется, поэтому можно сказать, что линия дислокации не может окончиться внутри идеального кристалла. Следовательно, дислокационные линии могут или выходить на поверхность кристалла, или образовывать замкнутые петли.

3. Вектор Бюргерса и ось дислокации связаны соотношениями, похожими на связь электрического тока с проводниками: ток не может течь по разомкнутому проводу, а только от положительного электрода источника тока к отрицательному или по замкнутому проводу. Аналогично при разветвлении проводов суммарный ток через каждый узел сохраняется.

Необходимо, однако, помнить, что ток – это величина скалярная, направленная всегда туда же, куда и провод, в то время как вектор Бюргерса есть вектор, сохраняющий свое положение в пространстве независимо от поворотов оси дислокации.

Каждая дислокация характеризуется двумя векторами – единичным вектором \mathbf{l} , направленным в каждой точке по касательной к ее оси, не сохраняющимся по направлению, и сохраняющимся вектором Бюргерса \mathbf{b} . Таким образом, плотность дислокации ρ должна быть величиной тензорной ρ_{ik} (значок i характеризует направление осей дислокации, k — направление векторов Бюргерса).

4. По взаимной ориентации векторов \mathbf{l} и \mathbf{b} дислокации делятся на краевые ($\mathbf{l} \perp \mathbf{b}$), винтовые ($\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$) и смешанные ($\angle \varphi = \angle \mathbf{l} \mathbf{b}$, $0 < \varphi < 90^\circ$ или $90^\circ < \varphi < 180^\circ$). На предыдущих рисунках была изображена краевая дислокация. На рис. 3.3 показана атомная структура вблизи ядра винтовой дислокации. Видно, что кристалл, содержащий одну винтовую дислокацию, содержит всего одну плоскость, навитую, как спираль (или, лучше сказать, как гладкая винтовая лестница), на ось винтовой дислокации.

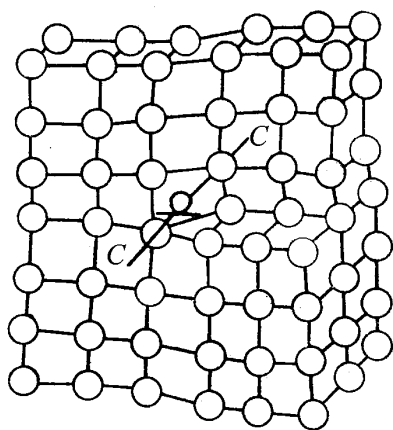


Рис. 3.3. Атомная структура вблизи линии винтовой дислокации СС

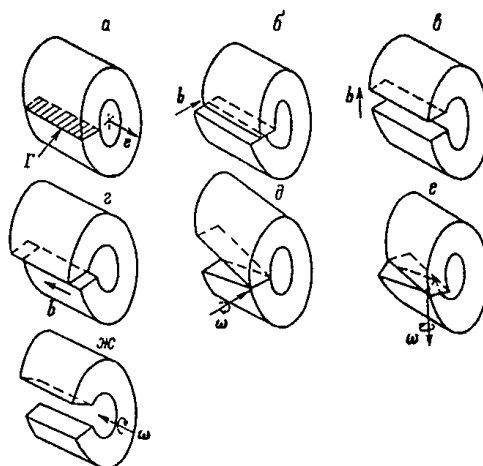


Рис. 3.4. Дислокации Вольтерры: а – исходный многослойный цилиндр с разрезом Γ , \mathbf{l} – единичный вектор вдоль оси; б, в – краевые дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b} ; г – винтовая дислокация; д, е – дисклинации кручения с вектором Франка ω ; ж – клиновья дисклинация

Поскольку вопрос о характере искажений, вносимых в кристалл дислокациями, возникает достаточно часто, представим их в виде следующей схемы. На рис. 3.4. показан однородный полый цилиндр с радиальным разрезом Γ . Путем трансляции и разворота берегов

Поскольку вопрос о характере искажений, вносимых в кристалл дислокациями, возникает достаточно часто, представим их в виде следующей схемы. На рис. 3.4. показан однородный полый цилиндр с радиальным разрезом Γ . Путем трансляции и разворота берегов разреза Γ и последующей их склейки можно получить шесть типов искажений кристалла. Эту схему предложил впервые Вольтерра.

Рассмотрим теперь дислокацию, изогнутую, как показано на рис. 3.5,а. Пусть вектор Бюргерса дислокации направлен вдоль оси y . Тогда она состоит из двух краевых отрезков, лежащих вдоль оси x , и двух винтовых отрезков, лежащих вдоль оси y . Проводим четыре

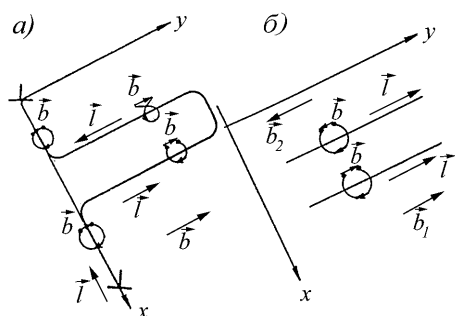


Рис. 3.5. Определение знака дислокации: а – направления винтовых компонент противоположны, а знака векторов Бюргерса одинаковы; б – направления одинаковы, а знаки векторов Бюргерса противоположны

контура Бюргерса по правилу буравчика (см. рис. 3.5). Вектор Бюргерса всех четырех отрезков, естественно, одинаков и направлен вдоль оси y , а контуры Бюргерса двух винтовых отрезков имеют разные (относительно координат) направления обхода вследствие разного направления \mathbf{l} . Представим теперь, что наше поле зрения ограничено, и мы видим только небольшие части винтовых отрезков (рис.3,5,б).

Рассмотрим теперь дислокацию, изогнутую, как показано на рис. 3.5,а. Пусть вектор Бюргерса дислокации направлен вдоль оси y . Тогда она состоит из двух краевых отрезков, лежащих вдоль оси x , и двух винтовых отрезков, лежащих вдоль оси y . Проводим четыре контура Бюргерса

по правилу буравчика (см. рис. 3.5). Вектор Бюргерса всех четырех отрезков, естественно, одинаков и направлен вдоль оси y , а контуры Бюргерса двух винтовых отрезков имеют разные (относительно координат) направления обхода вследствие разного направления \mathbf{l} . Представим теперь, что наше поле зрения ограничено, и мы видим только небольшие части винтовых отрезков (рис.3.5,б).

Естественно в этом случае предположить, что направления отрезков \mathbf{l} параллельны. Но изменение направления второго отрезка вызывает изменение направления его контура Бюргерса, а это в свою очередь – изменение знака вектора Бюргерса (см. рис. 3.3), т.е. отрезки винтовых дислокаций имеют разные знаки (рис. 3.5,б). Но так как на рис. 3.5,а эти же самые отрезки имеют одинаковый вектор Бюргерса, то это означает, что знак дислокации может определяться ее направлением. Таким образом, мы приходим к выводу, что дислокации противоположного знака имеют или противоположные векторы Бюргерса, или противоположные направления. Дислокации же с противоположными и векторами Бюргерса и направлениями имеют один знак, так как, поменяв направление какой-либо из них, мы меняем одновременно и вектор Бюргерса.

3.3. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ КАК ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Возьмем кубический образец (рис. 3.6,а) и сдвинем его верхнюю половину по плоскости AA на расстояние, равное параметру кристаллической решетки a (рис. 3.6,б). При этом длина образца увеличивается $L' = L + \Delta L$; $\Delta L \approx a$. Из состояния, показанного на рис. 3.6,а, в

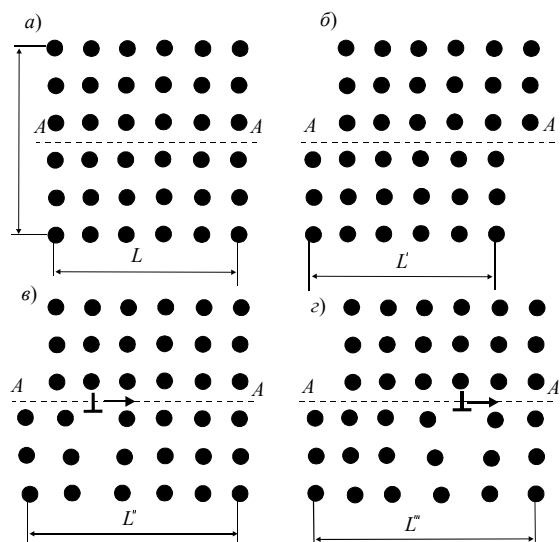


Рис. 3.6. Пластическая деформация как движение дислокаций: а – исходный образец; б – сдвинутый по плоскости AA на постоянную решетку; в – образование краевой дислокации с вектором Бюргерса $b=a$ на плоскости AA ; з – движение дислокации по плоскости AA

состояние рис.3.6,б можно перейти двумя способами:

- сдвинув одновременно всю верхнюю часть кристалла относительно нижней (для этого надо приложить скалывающее напряжение, равное теоретической прочности, см. главу 1;
- образовав на плоскости AA краевую дислокацию с вектором Бюргерса $\mathbf{b}=a$ и продвинув ее с левого края кристалла на правый (рис. 3.6, в и з).

И в том и в другом случае удлинение кристалла одинаково: $L_1 \approx L+a$. Постепенное перемещение дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b} по какой-либо плоскости эквивалентно одновременному сдвигу одной части кристалла относительно другой

на \mathbf{b} вдоль плоскости скольжения дислокации.

Пластическая деформация при таком перемещении одной дислокации

$$\varepsilon_{\pi}^{(1)} \approx \frac{a}{L} = \frac{b}{L}, \quad (3.1)$$

а при перемещении n дислокаций

$$\varepsilon_{\pi}^{(n)} = n \frac{b}{L} \quad (3.2)$$

При движении по плоскости AA дислокация может пройти путь $l < L$ и затормозиться на каком-либо препятствии. Величина l в таком случае называется длиной свободного пробега дислокации, а сдвиг – незавершенным. В теории упругости показано, что при этом удлинение образца ΔL равно (см. рис. 3.6, в и г):

$$\Delta L = L'' - L = b \frac{l}{L}. \quad (3.3)$$

Аналогично при перемещении n дислокаций на l каждая

$$\varepsilon_{\pi} = bl \frac{n}{L^2} = \rho_{\pi} bl \quad (3.4)$$

где $\rho_{\pi} = n/L^2$ – плотность подвижных дислокаций – полное число дислокационных трубок, пересекающих единицу площади (1 м^2 или 1 см^2) поверхности кристалла. Формула (3.4) играет большую роль в теории дислокаций, связывая плотность подвижных дислокаций ρ_{π} , их вектор Бюргерса \mathbf{b} , длину, свободного пробега l и производимую ими пластическую деформацию ε_{π} .

Продифференцировав (3.4) по времени, получаем выражение для скорости пластической деформации $\dot{\varepsilon}_{\pi}$:

$$\dot{\varepsilon}_{\pi} = \rho_{\pi} b v + \dot{\rho}_{\pi} b l, \quad (3.5)$$

где $v = dl/dt$ – скорость дислокаций, зависящая от напряжения; $\dot{\rho}_{\pi}$ – изменение плотности подвижных дислокаций во времени. Если изменения напряжения в процессе пластической деформации невелики, то обычно $\dot{\rho}_{\pi}$ мало и вторым членом можно пренебречь, т. е.

$$\dot{\varepsilon}_{\pi} = \rho_{\pi} b v \quad (3.6)$$

Оценим $\dot{\varepsilon}_{\pi}$ исходя из (3.6). При больших напряжениях подвижными могут стать почти все дислокации, тогда $\rho_{\pi} \approx \rho$. Плотность дислокаций в деформированном металле может достигать $10^{14} \div 10^{16} \text{ 1/м}^2$, а их скорость не превышает скорости звука $(3 \div 5) \times 10^3 \text{ м/с}$. Подставив $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$, $b = 3 \times 10^{-10} \text{ м}$, $v = 10^3 \text{ м/с}$, получим $\dot{\varepsilon}_{\pi} \approx 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, что соответствует удлинению тела вдвое за $3 \times 10^{-9} \text{ с}$. Обычные скорости деформации редко превышают 10^4 с^{-1} . Таким обра-

зом, можно заключить, что обычной плотности дислокаций вполне достаточно, чтобы обеспечить самые быстрые из существующих промышленных видов пластической деформации.

Рассмотрим движение краевой дислокации. На рис. 3.7,*а* изображено сечение простого кубического кристалла, содержащего краевую дислокацию с осью вдоль конца полуплоскости 5. Знак краевой дислокации \perp поставлен в центре дислокационной трубки. Для простоты будем считать, что силы притяжения между атомами очень быстро уменьшаются с увеличением расстояния между ними. Поэтому связи между атомами 4–7 и 6–8 сильно ослаблены (рис. 3.7,*б*), а между атомами 5–7 и 5–8 пренебрежимо малы (разорваны). Приложим к решетке касательное напряжение τ (рис. 3.7,*б*), которое приведет к перекосу решетки. Вследствие этого расстояние между атомами 6–8 увеличится, а 5–5 – уменьшится. При увеличении τ сверх некоторого критического, связь 6–8 порвется (условно по линии *AA*), и атом 8 соединится с атомом 5. В результате полуплоскость 3 соединится с нижней полуплоскостью 4' и образует целую плоскость 34', а полуплоскость 4 станет «лишней». Конец этой полуплоскости (атом 6 в сечении) и будет теперь осью дислокации (рис. 3.7,*г*). Такое движение дислокации называется *консервативным* или *скольжением*.

Существенные черты такого движения:

1. Дислокация перемещается перпендикулярно как своей оси, так и вектору Бюргерса. Плоскость, проведенная через ось дислокации и вектор Бюргерса, называется поэтому *плоскостью скольжения*. Этим термином мы уже пользовались несколько раз, не расшифровывая его смысл.

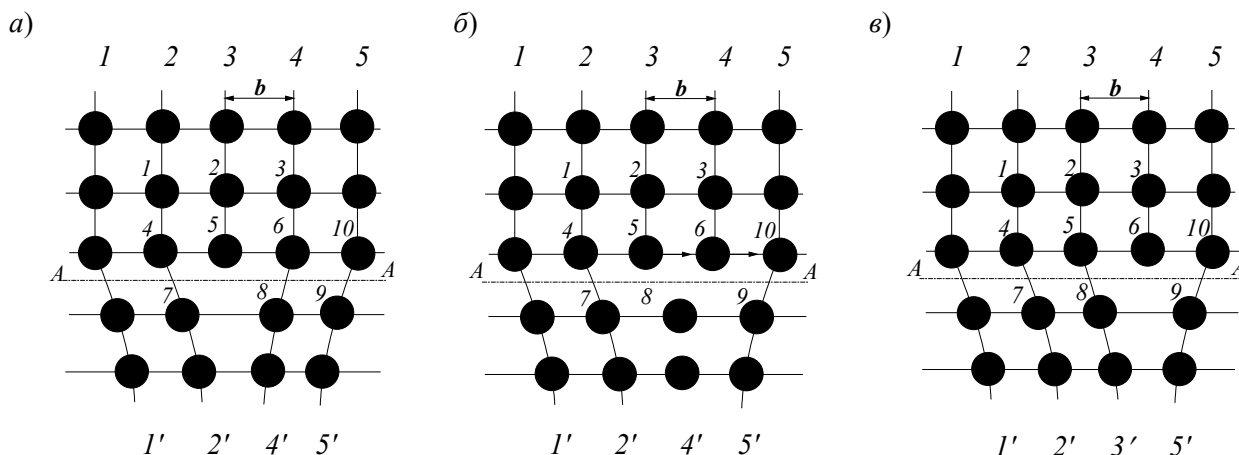


Рис. 3.7. Перемещение дислокации в плоскости скольжения

2. Общее число разорванных связей (две для простого кубического кристалла в нашем приближении 5–7 и 5–8, рис. 3.7,*г*) после смещения дислокации на целое число шагов сохраняется. В рассмотренном выше примере после одного скачка остались две разорванные связи 6–8 и 6–9 (рис. 3.7, *г*). Именно сохранение общего числа разорванных (или сильно напря-

женных, если силы спадают не очень быстро) связей и делает такое движение дислокации обратимым.

3. Краевые дислокации имеют одну плоскость скольжения: через две пересекающиеся прямые (ось дислокации и вектор Бюргерса) можно провести одну и только одну плоскость. Винтовая дислокация имеет столько плоскостей скольжения, сколько через нее можно провести кристаллографических плоскостей, т. е. число плоскостей скольжения зависит от ее ориентации и от типа кристаллической решетки. Реально винтовая дислокация может перемещаться по $(2\div 4)$ плоскостям скольжения.

4. Движение дислокации в плоскости скольжения напоминает эстафетное движение, в котором каждый из бегунов пробегает малую часть всей дистанции, а весь путь проходит только эстафетная палочка.

Всякое движение дислокации под углом к плоскости скольжения называется *неконсервативным* или *переползанием*.

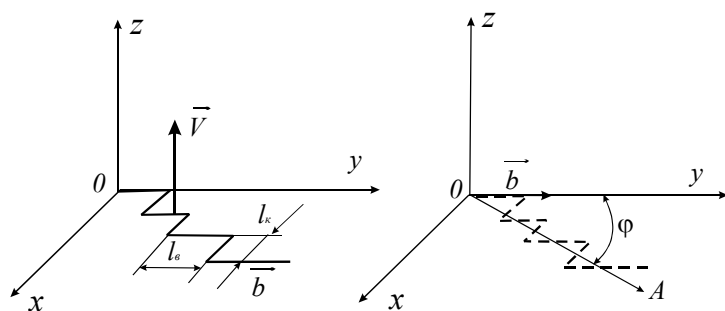


Рис. 3.8. Движение винтовой дислокации со ступеньками: a – истинная конфигурация; b – эффективная конфигурация

Этот механизм перемещения дислокации, сопровождающийся испусканием вакансий, рассмотрен в разделе 2.6. Процесс переползания связан с диффузией больших групп вакансий или внедренных атомов, поэтому переползание – медленный процесс, сильно зависящий от температуры.

5. Из-за низкой скорости переползания ее непосредственный вклад в скорость деформации мал: $\dot{\epsilon} = \rho b v_{\text{пер}}$ где $v_{\text{пер}}$ – средняя скорость переползания дислокации. Эта формула аналогична (3.6). Исключением является движение винтовой дислокации со ступеньками (рис. 3.8). Пусть в простой кубической решетке есть дислокация с ломаной линией, состоящая из длинных $l_v \gg a$ отрезков винтовой ориентации и коротких $l_k \sim a$ отрезков краевой дислокации.

Движение в направлении x требует переползания краевых отрезков. Но поскольку перемещение всех их на a приводит к такому же перемещению, всей дислокации, то эффективная скорость дислокации увеличивается в l_v/l_k раз. Действительно, если поглощение n вакансий в секунду на 1 м длины чисто краевой дислокации приводит к ее скорости

$$v_{\text{к пер}} = a^2 \dot{n} \quad (3.7)$$

(дислокация совершает $a\dot{n}$ перескоков в секунду, каждый из перескоков равен a), то для смешанной дислокации

$$v_{\text{эфф}} = v_{\text{пер}} = a^2 \dot{n} \frac{l_{\text{в}}}{l_{\text{к}}} \quad (3.8)$$

Поскольку вакансии необходимы только для перескоков краевых участков, их частота возрастает в $l_{\text{в}}/l_{\text{к}}$ раз. Правда, для этого необходимо предположение, что все вакансии, попадающие на дислокацию, в итоге оказываются на краевых участках. Точно такое же движение смешанной дислокации может происходить с помощью испускания внедренных атомов.

При недостаточно большом увеличении смешанная дислокация (рис. 3.20,а) выглядит прямолинейной (рис. 3.20,б), но с вектором Бюргерса \mathbf{b} , расположенным под малым углом φ ($\text{tg}\varphi = l_{\text{к}}/l_{\text{в}}$) к оси дислокации. Тогда можно записать

$$v_{\text{эфф}} = v_{\text{пер}} \text{ctg}\varphi$$

5. Переползание играет важную роль при преодолении дислокацией препятствий в плоскости скольжения. Это происходит при температурах деформации, при которых диффузия вакансий происходит достаточно эффективно. Пусть краевая дислокация встречает расположенные равномерно препятствия A размером r и расстоянием между ними l в плоскости ее скольжения (рис. 3.9). Повторяя предыдущие рассуждения, получим, что скорость дислокации

$$v_{\text{эфф}} = a^2 \dot{n} \frac{l_{\text{а}}}{r} \quad (3.9)$$

Так как r обычно порядка нескольких a , то $v_{\text{эфф}} \gg v_{\text{к пер}}$. Переползание играет при этом

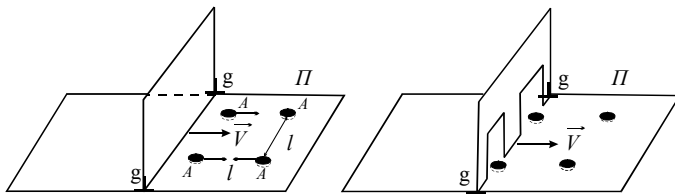


Рис. 3.9. Движение дислокации gg в плоскости скольжения Π , содержащей препятствия A , путем их переползания: a – исходное положение; b – переползание отрезков дислокации вблизи препятствий, обеспечивающее их свободное движение

механизме вспомогательную роль, освобождая дислокацию от препятствий, а основной вклад (как и случае движения винтовой дислокации со ступеньками) в пластическую деформацию вносит скольжение.

Таким образом, существует два типа движения дислокации: быстрый – скольжение и медленный – переползание, причем переползание играет существенную роль обычно только тогда, когда скольжение дислокации по каким-либо причинам затруднено.

желе и медленный – переползание, причем переползание играет существенную роль обычно только тогда, когда скольжение дислокации по каким-либо причинам затруднено.

3.4. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР ДЛЯ СКОЛЬЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

Зависимость энергии взаимодействия атомов W от смещения дислокации x при ее перемещении в плоскости скольжения (рис. 3.10) должна иметь вид периодической функции с периодом b (рис. 3.10). Производная $dW(x)/dx$ в точке $x=0$ должна обращаться в нуль. Дейст-

вительно, производная $dW(x)/dx$ есть сила, действующая на дислокацию $F(x)$, и требование $F(0) = 0$ есть условие равновесия в исходном состоянии. Второе положение равновесия имеет место в точках $F(b/2+ib)$ (i – целое число). Взяв $d^2W(x)/dx^2$, легко увидеть, что первое положение равновесия устойчивое, а второе неустойчивое. Зависимость $F(x)$ приведена на рис.3.11.

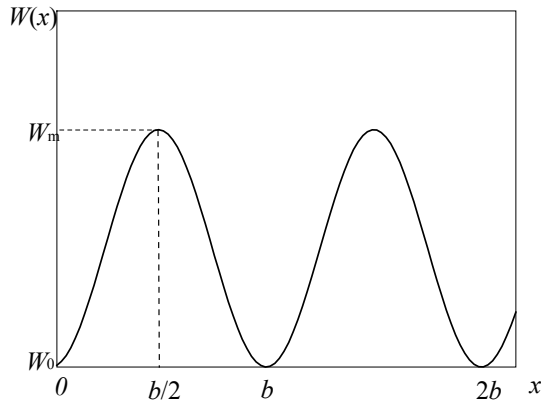


Рис. 3.10. Возможный вид зависимости потенциальной энергии взаимодействия атомов от смещения дислокации x из начального положения равновесия

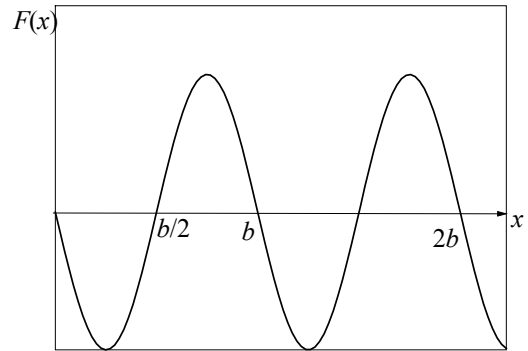


Рис. 3.11. Зависимость силы сопротивления решетки, действующей на дислокацию, от ее смещения из начального положения равновесия

Видно, что сила достигает максимума вблизи точки $x \approx b/4$ и по порядку величины (см. рис. 3.10 и 3.11) равна

$$F_{\max}(x) \cong F\left(\frac{b}{4}\right) \geq \frac{2(W_m - W_0)}{b}.$$

Более точные расчеты были проведены Френкелем и Конторовой, Пайерлсом и Набарро и др. Наиболее известна модель Пайерлса. Тело разбивается на два полупространства плоскостью скольжения (плоскость AA на рис. 3.7); считается, что к каждому из полупространств применима линейная теория упругости и что атомы, лежащие в плоскости скольжения, взаимодействуют с атомами противоположного полупространства по периодическому закону, подобно изображенному на рис. 3.11. В качестве простейшего приближения был принят синусоидальный закон вида

$$F(x) = \frac{\sigma(x)}{b^2} = \frac{G}{2\pi ab} \sin \frac{2\pi x}{b}, \quad (3.10)$$

отличный от (1.9) только введением двух постоянных решетки a и b вместо одной a .

В этих приближениях величина $W_{\Pi} = W - W_0$ оказалась равной:

$$W_{\Pi} \approx \frac{Gb^2}{2\pi k} \exp\left\{-\frac{2\pi a}{kb}\right\}. \quad (3.11)$$

Критическое скалывающее напряжение σ_{Π} , необходимое для движения дислокации через рельеф $W(x)$, равно ($\sigma_k \sim F_{\max}/b$)

$$\sigma_{\Pi} \approx \frac{2G}{k} \exp \left\{ -\frac{2\pi a}{kb} \right\}. \quad (3.12)$$

где, как и ранее, $k = 1$ для винтовой и $k = 1 - \nu$ для краевой дислокации. Напряжение σ_{Π} часто называют напряжением Пайерлса.

Замечания к формулам (3.11) и (3.12):

1. Поскольку при выводе формул делались очень грубые предположения, они могут быть справедливы только качественно, количественные оценки могут совпадать с экспериментом только по порядку величины.

2. Напряжение σ_{Π} гораздо меньше теоретического напряжения для сдвига в идеальной решетке $\tau^0 \approx G/6$ [см. формулу (1.9)]. Так, для простой кубической решетки $a=b$, $\xi = 1/3$ и $k = 2/3$ (краевая дислокация), $\sigma_{\Pi} = 2,5 \cdot 10^{-4} G \ll \tau^0$.

3. В (3.10) не учтены типы межатомных связей и типы кристаллических решеток. Величины W_{Π} и σ_{Π} для некоторых материалов с различными типами связей в решетке для плоскостей с максимальными значениями a/b даны в табл. 3.1.

4. Наиболее важный качественный вывод из формулы (3.11): σ_{Π} тем меньше, чем меньше вектор Бюргерса дислокации b , и тем больше, чем меньше расстояние a между плоскостями в нормальном к плоскости скольжения направлении. Причем даже при небольшом уменьшении a/b напряжение σ_{Π} меняется очень сильно. Например, для случая п.2 при $a/b=1$ $\sigma_{\Pi} \approx 2,5 \cdot 10^{-4} G$ и при $a/b=1,5$ $\sigma_{\Pi} \approx 6 \cdot 10^{-3} G$, т. е. увеличивается примерно в 20÷25 раз. Поэтому большой подвижностью обладают только дислокации с маленькими векторами Бюргерса, лежащие в плоскостях, расстояние a между которыми велико. Легко сообразить, что двум этим требованиям в ГЦК решетке удовлетворяют плотноупакованные плоскости типа $\{111\}$. Будем их называть плоскостями легкого скольжения.

Т а б л и ц а 3.1

Величина	Материал						
	Si	Ge	Bi	Fe	Cu	Ag	Al
$W_{\text{пер}0}$, эВ	2,2	1,5	0,31	0,2	0,1	0,085	0,09
σ_{Π} , МПа	4600	2500	15	15	0,135	0,13	0,75
$W_{\Pi1}$, эВ	0,45	0,23	0,01	0,004	0,001	0,0007	0,0008
Тип связи	Ковалентный		Смешанный		Металлический		

П р и м е ч а н и е. $W_{\Pi1} \approx W_{\Pi} b$ – энергия барьера Пайерлса на одну атомную плоскость.

5. Дислокация обладает высокой подвижностью, если ее плоскость скольжения (плоскость, проведенная через ось дислокации и вектор Бюргерса) совпадает с какой-либо плоскостью легкого скольжения, а ее вектор Бюргерса минимальный из всех возможных. Наоборот, если плоскость скольжения дислокации такова, что для нее отношение a/b очень мало, то σ_{Π} для нее велико и дислокация является практически неподвижной или, как часто говорят, *сидячей*.

6. При прочих равных условиях краевые дислокации всегда более подвижны, чем винтовые. Действительно, согласно условиям, сформулированным в п. 2, при $a/b=1$ для краевых дислокации $\sigma_{кп} \approx 2,5 \cdot 10^{-4} G$, а для винтовых $\sigma_{вп} \approx 4 \cdot 10^{-3} G$. Это обстоятельство должно быть наиболее существенно для кристаллов с высоким барьером Пайерлса $W_{П}$.

Итак, мы получили очень важные качественные результаты, такие, как наличие плоскостей легкого скольжения, зависимость напряжения Пайерлса $\sigma_{П}$ от величины вектора Бюргерса, типа дислокации, характера связей между атомами и типа кристаллической решетки.

3.5. НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ДИСЛОКАЦИИ

Рассмотрим напряжения от винтовой дислокации, рис.3.12. Пусть ось винтовой дислокации направлена вдоль оси z . Выберем какую-либо точку 1 , расположенную на расстоянии r от оси, и опустим из нее на ось перпендикуляр, приняв точку пересечения за начало координат 0 . Построим контур Бюргерса, начинающийся в точке 1 . Тогда его конечная точка 2 будет лежать в плоскости $10z$ (проходящей через ось z и точку 1) и отстоять от точки 1 на вектор Бюргерса дислокации \mathbf{b} . Проведем радиусы-векторы ко всем точкам контура. Начальный радиус-вектор 01 будет перпендикулярен $0z$, конечный после поворота на 2π 02 наклонен под углом $\omega(2\pi) \cong \frac{b}{r}$ к 01 и углом $(\frac{\pi}{2} - \frac{b}{r})$ к оси. Так как все радиус-векторы у винтовой дислокации равноправны, то наклон ω должен меняться плавно от 0 до b/r при изменении θ от 0 до 2π , т. е. $\omega(\theta) = \frac{b}{r} \frac{\theta}{2\pi}$.

Относительная деформация решетки ε характеризуется скоростью изменения смещения i при изменении координаты k . Из предыдущего рассуждения видно, что в случае винтовой дислокации имеются только смещения в направлении z , меняющиеся при изменении θ , т.е.

$$\varepsilon_{z\theta} = \frac{d\omega(\theta)}{d\theta} = \frac{b}{2\pi r}.$$

Напряжения $\tau_{z\theta} = G\varepsilon_{z\theta}$, где G – модуль сдвига, отсюда

$$\tau_{z\theta} = \frac{Gb}{2\pi r}. \quad (3.13)$$

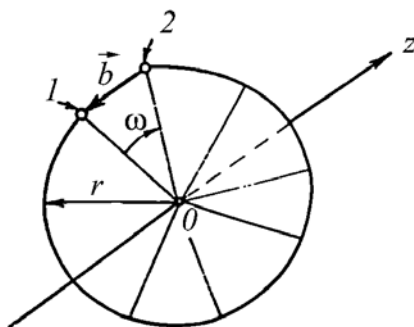


Рис. 3.12. Смещения и деформации около винтовой дислокации

Из условия равновесия $\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta}$. Напряжения в силу симметрия по углу θ зависят только от модуля r . Основной характеристикой внутренних напряжений является закон их уменьшения при удалении от источника. Из (3.13) видно, что $\tau_{\theta z} = \tau_{z\theta} \sim 1/r$. Таким образом, дислокации являются источниками дальнодействующих внутренних напряжений.

В декартовой системе координат напряжения вблизи винтовой дислокации равны:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xz} &= -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{r^2}; \\ \tau_{yz} &= \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{r^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

Напряжения вблизи краевой дислокации (рис. 3.14):

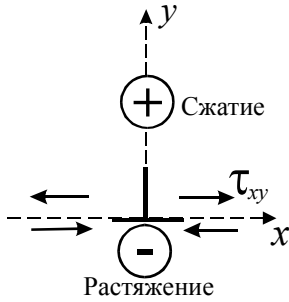


Рис. 3.13. Характер напряжений, создаваемых краевой дислокацией

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= -\tau^0 b \frac{y(3x^2 + y^2)}{r^4}; \\ \sigma_{yy} &= \tau^0 b \frac{y(x^2 - y^2)}{r^4}; \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \tau^0 b \frac{x(x^2 - y^2)}{r^4}; \\ \tau^0 &= \frac{G}{2\pi(1-\xi)}. \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

Выразив x и y через r и угол θ , видим, что $\sigma_{ik} \sim 1/r$ – закон снижения напряжений такой же, как и для винтовой дислокации. Основной вывод этого параграфа – наличие сильных (порядка τ^0 при $r = b$), медленно спадающих $\sigma_{ik} \sim 1/r$ и пропорциональных вектору Бюргерса полям напряжений вблизи дислокаций.

3.6. ЭНЕРГИЯ ДИСЛОКАЦИИ

Кристалл, содержащий дислокацию, обладает собственной энергией W_d , большей, чем энергия W_n идеального кристалла из такого же числа атомов. Избыток энергии $\Delta W = W_d - W_n$ называется собственной энергией дислокации. Вычислим собственную энергию прямолинейной

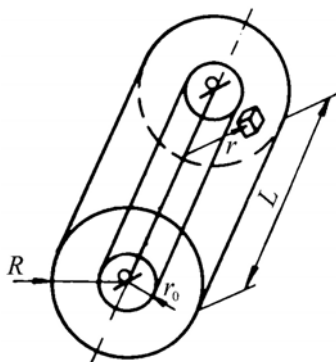


Рис. 3.14. Выбор элемента объема при вычислении собственной энергии винтовой дислокации

ной винтовой дислокации $\Delta W_b \equiv W_b$, проходящей по оси цилиндрического кристалла радиусом R и длиной L (рис. 3.13). В элементе объема $dV(r)$, расположенном на расстоянии r от оси дислокации, согласно формуле (3.14) создаются напряжения $\tau(r) = \frac{Gb}{2\pi r}$. Согласно линейной теории упругости это означает, что объем $dV(r)$ обладает избыточной упругой энергией

$$dW(r) = \frac{\tau^2(r)}{2G} dV = \frac{Gb^2}{8\pi^2 r^2} dV \quad (3.16)$$

Полная энергия дислокации получится из (3.10), если $dW(r)$ проинтегрировать по всему объему кристалла:

$$W_{\text{в}} = \int_0^L dz \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_0}^R \frac{Gb^2}{8\pi^2 r^2} r dr = \frac{Gb^2}{4\pi} L \ln \frac{R}{r_0} \quad (3.17)$$

Для определения r_0 и R надо использовать физические соображения. Предположим, что при $r < r_0$ и $r > R$ напряжения меньше, чем это следует из формулы (3.7). Тогда приближенно принимают

$$W_{\text{в}} = \frac{Gb L}{4\pi} \left(\ln \frac{R}{r_0} + Z \right), \quad (3.18)$$

где $Z \approx 1 \div 3$.

Член с Z в формуле (3.18) описывает, таким образом, энергию ядра дислокации. Теоретические оценки вклада дальнедействующих напряжений в энергию дислокации показывают, что $\ln R/r_0$ в формуле (3.18) имеет максимальное значение порядка

$$\ln \frac{R_{\text{max}}}{r_0} = \ln \frac{1 \cdot 10^{-2}}{5 \cdot 10^{-10}} = \ln 2 \cdot 10^{-7} \approx 17$$

и минимальное

$$\ln \frac{R_{\text{min}}}{r_0} = \ln \frac{1 \cdot 10^{-7}}{5 \cdot 10^{-10}} = \ln 200 \approx 5,3,$$

т. е. меняется более чем в три раза. Для оценок обычно пользуются среднегеометрическим значением $\frac{1}{2} \ln \frac{R_{\text{min}} R_{\text{max}}}{r_0^2} \approx 9$ и считают

$$W_{\text{в}} \approx \frac{1}{2} Gb^2 L. \quad (3.19)$$

Энергия краевой дислокации $W_{\text{к}}$ вычисляется совершенно аналогично, только из-за большего числа компонентов напряжения расчеты более громоздки. Результат вычислений имеет вид

$$W_{\text{к}} = \frac{Gb^2 L}{4\pi(1-\xi)} \left(\ln \frac{R}{r_0} + Z \right), \quad (3.20)$$

где ξ – коэффициент Пуассона

Можно написать общую формулу для энергии дислокации $W_{\text{д}}$:

$$W_{\text{д}} = \frac{Gb^2 L}{4\pi K} \left(\ln \frac{R}{r_0} + Z \right), \quad (3.21)$$

где $K = 1$ для винтовой, $K = 1 - \xi$ для краевой и $1 - \xi < K < 1$ для смешанной дислокации.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Энергия дислокации пропорциональна ее длине.

2. По порядку величины энергии различных дислокаций совпадают [см. формулу (3.21)].

3. Энергия дислокации даже длиной в одну атомную плоскость ($L = b$) велика:

$$W_d \approx \frac{1}{2} G b^2 L \approx \frac{1}{2} G b^3$$

При $G \approx 30$ ГПа и $a = 3 \cdot 10^{-10}$ м $W_d \approx \frac{1}{2} \cdot 30 \cdot 10^9 \cdot (3 \cdot 10^{-10})^3 \approx 405 \cdot 10^{-21} \approx 2,53$ эВ.

4. Энергия дислокации пропорциональна b^2 – квадрату ее вектора Бюргерса. Если проследить вывод формулы (3.21), то эта зависимость становится очевидной: $W_d \sim \tau \varepsilon$ – произведению напряжений на деформацию, $\tau \sim b$ и $\varepsilon = \tau/G$.

Вклад в энергию дислокации от дальнедействующих напряжений, пропорциональный $\ln R/r_0 = 5 \div 17$, всегда больше, чем вклад от области ядра $Z \sim 1 \div 2$.

6. Энергия дислокации может меняться в пределах

$$\left(Z + \ln \frac{R_{\min}}{r_0} \right) \leq W_d \leq \left(Z + \ln \frac{R_{\max}}{r_0} \right),$$

т. е. примерно в три раза при изменении условий экранировки ее дальнедействующих напряжений.

3.7. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ДИСЛОКАЦИЮ

Если в металле действуют внешние напряжения (от приложенных внешних сил) или напряжения от других дефектов, то на дислокацию действует сила. Эту силу считают приложенной к дислокационной линии. Вычислим ее. Пусть дислокация движется по плоскости скольжения, на которой действует постоянное касательное напряжение τ (рис. 3.10). Перемещение дислокации от левой боковой поверхности кристалла до правой эквивалентно сдвигу верхней части кристалла относительно нижней на b . При сдвиге кристалла напряжения τ совершают работу $A_1 = \tau S b = \tau L_1 L_3 b$ (где L_3 – размер тела вдоль оси z), при перемещении дислокации $A_2 = F L_3 L_1$ (где F – сила, действующая на единицу длины дислокации). Но так как

работа зависит только от начального и конечного состояний и не зависит от пути $A_1 = A_2$, то

$$F = \tau b \quad (3.22)$$

т. е. сила равна произведению касательного напряжения, действующего в плоскости скольжения, на вектор Бюргерса дислокации.

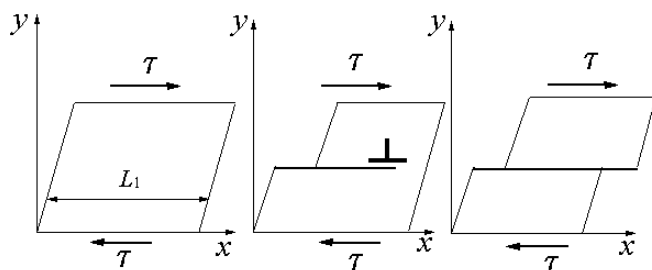


Рис. 3.15. Схема для вычисления силы, действующей на дислокацию

Рассмотрев формулу (3.22), приходим к простому выводу: внешняя сила всегда действует в направлении, двигаясь по которому, дислокация увеличивает площадь сдвига.

3.8. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Рассмотрим сначала взаимодействие между двумя параллельными краевыми дислокациями (рис.3.16) с осями вдоль оси z и $\mathbf{b} \equiv b_x$. Дислокация 1 создает в точке $(x_2; y_2)$ напряжения, определяемые формулами (3.15). Подставляя (3.15) в формулу (3.22) и учитывая $\mathbf{b} \equiv b_x$ и $\mathbf{l} \equiv l_z$, получаем для силы, действующей на дислокацию 2, $\mathbf{F} = F_x$ в плоскости ее скольжения xz выражение

$$F_x = \tau_{xy} b = \tau^* b^2 \frac{x_2(x_2^2 - y_2^2)}{(x_2^2 + y_2^2)^2}. \quad (3.23)$$

Из этой формулы видно, что $F_x = 0$ при $x_2 = 0$ и при $x_2 = \pm y_2$. При $x < y$ сила отрицательная, а при $x > y$ положительная, т. е. точки $x_2 = \pm y_2$ являются точками неустойчивого равновесия, а

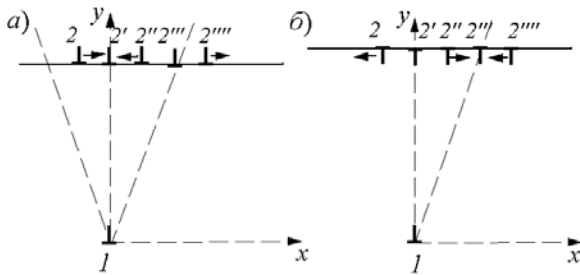


Рис. 3.16. Силы, действующие со стороны дислокации 1 на дислокацию 2 в различных положениях последней, при одинаковых (а) и противоположных (б) векторах Бюргерса. Стрелки при дислокациях указывают направление действия силы. Отсутствие стрелки означает $F=0$, т.е. положение равновесия

точка $x_2 = 0$ – устойчивого равновесия.

Действительно, силы, действующие на дислокацию 2, направлены от точек $x_2 = \pm y_2$ к точке $x_2 = 0$ (рис. 3.16,а). При изменении знака вектора Бюргерса одной из дислокации, например дислокации 2 (рис. 3.16,б), $b_x = -b$ меняется знак силы в формуле (3.23) и все направления сил меняются на обратные. Таким образом, возможны два типа устойчивых конфигураций – типа стенки для одноименных

дислокации (рис. 3.17,б) и шахматная для разноименных (рис. 3.17,в).

Можно показать, что для винтовых дислокаций устойчивые конфигурации отсутствуют: разноименные дислокации всегда притягиваются; а одноименные отталкиваются. Винтовые дислокации способны образовать устойчивую конфигурацию, только если есть два типа дислокаций, отличающихся направлением осей и, следовательно, векторов Бюргерса.

Рассмотрим подробнее скопление дислокаций и дислокационную стенку. Их энергия $W_{\text{ск}}$ на единицу длины может быть оценена следующим образом: на расстояниях от скопления r , больших его размера L , скопление ведет себя как супердислокация с вектором Бюргерса $\mathbf{B} = n\mathbf{b}$, где n – число дислокаций в скоплении. Изменение длины отрезка, занимаемого дислокациями от L до nb , не должно быть существенным. При $r \ll d$ (d – расстояние между соседними дислокациями) существенны напряжения только одной дислокации, при $d < r < L$ простая оценка невозможна. Но из сказанного ясно, что формула для $W_{\text{ск}}$ должна иметь вид

$$W_{\text{ск}} \approx \frac{\tau^0 (nb)^2}{2} \ln \frac{R}{L} + \frac{\tau^0 b^2 n}{2} \left(\ln \frac{R_1}{r_0} + Z \right), \quad (3.24)$$

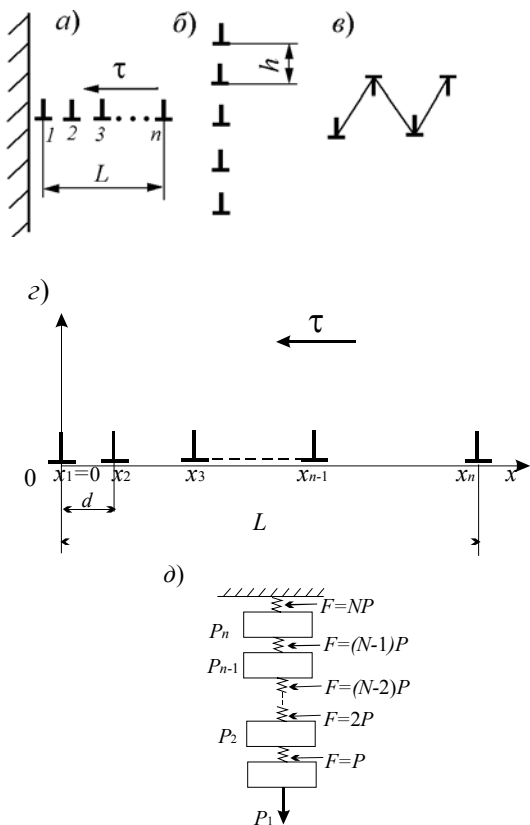


Рис. 3.17. Дислокационные конфигурации: а – скопление, поджатое напряжением τ к препятствию – неустойчивая конфигурация; б – стенка – устойчивая конфигурация; в – устойчивая конфигурация из двух скоплений противоположного знака; г – схема для расчета геометрии скопления; д – система последовательно подвешенных грузов – механический аналог скопления

где $d < R_1 < L$ – какой-то радиус «обрезания» для полей напряжений отдельных дислокаций. Первый член в этой формуле пропорционален n^2 , второй – n . Следовательно, при достаточно больших n (практически при $n > 7 \div 10$) первый член будет больше второго, т. е. энергия скопления дислокации с $n > 10$ много больше, чем энергия отдельных дислокаций, его составляющих. Поскольку всякая система стремится перейти в состояние с наименьшей энергией, то, следовательно, скопление дислокаций является неустойчивой конфигурацией и стремится к распаду на отдельные дислокации.

Дислокационная стенка (рис. 3.17, б) соответствует положению устойчивого равновесия, поэтому энергия конфигурации $W_{\text{ст}}$ будет меньше, чем энергия такого же числа отдельных дислокаций. Причина этого очевидна: поле сжатия каждой из дислокаций накладывается на поле растяжения от всех дислокаций, расположенных выше, а поле растяжения – на поле сжатия всех дислокаций, расположенных ниже. Поэтому поля от каждой дислокации практически компенсируются на рас-

стояниях порядка h – расстояния между дислокациями. Следовательно, энергия такой стенки (на единицу ее длины) будет иметь вид

$$W_{\text{ст}} = \frac{\tau^0 b^2}{2} n \left(\ln \frac{R_1}{r_0 + Z} \right), \quad (3.25)$$

При $h = 75b$ (обычное значение для $\sigma_{\text{т}} \approx 20$ МПа) $h/r_0 \approx 50$ и $\ln(h/r_0) \approx 4$, энергия дислокации в стенке примерно в 4 раза ниже, чем энергия отдельной дислокации. Оценим средние напряжения τ , необходимые для того, чтобы вырвать какую-либо дислокацию из стенки. При вырывании дислокации напряжения должны совершить работу A на расстояний действия напряжений от стенки h , компенсирующую увеличение энергии дислокации ($A \approx 3W_{\text{ст}}/h$). Подставляя $A = \tau b h$, получаем

$$\tau = \frac{3}{2bh} \tau^0 b^2 \left(\ln \frac{h}{r_0} + Z \right) \approx 6\tau^0 \frac{b}{h} \approx 0,06\tau^0, \quad (3.26)$$

т. е. напряжения, всего на полтора порядка меньше напряжений теоретической прочности. Для А1, например, $G = 30$ ГПа, $\tau^* = 5$ ГПа $\tau = 300$ МПа при приложенном напряжении $\sigma = 20$ МПа. При больших внешних напряжениях h/b уменьшается и τ еще более увеличивается.

Дислокационные стенки должны образовываться в результате релаксационного процесса, идущего за счет уменьшения внутренней энергии.

Из приведенных выше рассуждений следует один очень важный вывод: энергия дислокационной конфигурации из n дислокации W_n может существенно отличаться от энергии n отдельных дислокации nW_1 за счет изменения поля дальнедействующих напряжений, причем это отличие тем больше, чем больше дислокаций. Поэтому следует ожидать, что на начальных этапах пластической деформации, когда плотность дислокаций мала, основную роль будут играть свойства индивидуальных дислокаций, связанные со строением их ядра. При больших степенях пластической деформации и увеличении плотности дислокаций основной вклад в энергию и ее изменение должны давать дальнедействующие поля напряжений от дислокаций. Соответственно основную роль должны играть коллективные эффекты – свойства и взаимодействия больших дислокационных групп. При больших ε строение ядра дислокации должно влиять на пластическую деформацию в гораздо меньшей степени, чем при малых ε .

Рассмотрим заторможенное у препятствия скопление из N краевых дислокаций, рис. 3.17,з, в котором дислокации занимают равновесные положения под действием напряжений τ и реакции со стороны препятствия. Последняя из них уравновешена силой $F = \tau b$ и противодействием всех остальных дислокаций скопления. Согласно III закону Ньютона, последняя дислокация действует на все предыдущие с силой τb . То же самое рассуждение можно выполнить и для остальных дислокаций скопления и сказать, что такое скопление является аналогом системы подвешенных грузов – на первую от подвески пружину действует сила $F = PN$, рис. 3.17,д.

Отличие скопления от системы грузов состоит в том, что каждый из грузов связан только с ближайшими соседями, а дислокации, в силу дальнедействующего характера создаваемых напряжений, ощущают на себе действие напряжений от дальних «коллег».

Можно приближенно считать, что на головную дислокацию передают свои напряжения все $(N-1)$ дислокаций:

$$F_{\text{ск}} = \tau b + (N-1)\tau b = N\tau b,$$

т.е. дислокационное скопление концентрирует приложенное напряжение в N раз.

С силой $F_{\text{ск}}$ заторможенное скопление действует на препятствие; при увеличении F за счет числа дислокаций в скоплении N или за счет приложенных напряжений τ скопление может разрушить препятствие.

Поскольку скопление создает большие касательные напряжения, то оно легко преодолевает преграды и может перемещаться с очень большими скоростями (см. далее раздел «Зависимость скорости дислокаций от приложенных напряжений»).

Как располагаются дислокации в скоплении? Решим приближенно задачу о расстоянии между первой и второй дислокациями скопления и об общей длине скопления.

На вторую дислокацию скопления действует сила со стороны последующих дислокаций $F=(N-2)\tau b$, а со стороны головной – сила $\tau_{xy}b = \frac{\tau^*b}{d}$ (см. раздел «Напряжения от дислокации»), где d – расстояние между первой и второй дислокациями. Тогда

$$\frac{\tau^*b^2}{d} = \tau b + (N-2)\tau b, \text{ откуда } d \approx \frac{\tau^*b}{\tau N}.$$

При $N=20$, $\tau^*=150000$ МПа, $\tau=150$ МПа, $b=3 \cdot 10^{-10}$ м $d = 15 \cdot 10^{-10}$ м, или $d/b \approx 5$, т.е. головные дислокации расположены достаточно близко друг от друга. Это расстояние гиперболически уменьшается с увеличением числа дислокаций в скоплении и с увеличением напряжения τ . При $N=100$ $d/b=1$, т.е. дислокации могут слиться в одну с двойным вектором Бюргерса. Если их примеру последуют остальные дислокации, то на месте скопления перед препятствием возникнет зародышевая дислокационная трещина, которая является мощным концентратором расклинивающих напряжений.

Полную длину скопления найдем из условия равновесия последней дислокации. Для этого все остальные дислокации скопления заменим одной супердислокацией с вектором Бюргерса $B = Nb$, расположенной в средней точке скопления на расстоянии $L/2$ от последней. Тогда

$$\frac{\tau^*(N-1)b^2}{L/2} = \tau b \text{ или } L \approx \frac{2\tau^*Nb}{\tau}.$$

При тех же характеристиках скопления и металла, что и предыдущем примере, получаем, что $L/b = 4000$, а $L = 1,2$ мкм. Таким образом, дислокации в стенке располагаются на расстояниях тем меньших, чем ближе дислокация к голове скопления и чем больше на нее действуют добавочные напряжения со стороны подпирающих дислокаций.

3.9. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Для оценки энергии дислокации часто пользуются формулой (3.19), т. е. считают энергию дислокации пропорциональной ее длине и не зависящей от ее формы. В этом приближении можно считать дислокацию трубкой в кристалле, обладающей избыточной энергией

$$E_0 = \frac{W_d}{L} = \frac{1}{2}Gb^2 \quad (3.27)$$

на единицу длины.

Известно, что коэффициент поверхностного натяжения жидкости можно рассматривать

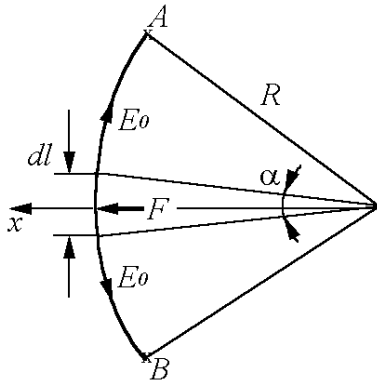


Рис. 3.18. Схема к задаче о нахождении равновесной конфигурации дислокационного отрезка, закрепленного на концах A и B, в поле постоянного напряжения τ

двояко: как силу, действующую на единицу длины мысленного разреза поверхности жидкости, или как избыточную энергию единицы поверхности. По аналогии с жидкостью энергию единицы длины дислокации w_0 одновременно можно рассматривать как силу, действующую перпендикулярно нормальному сечению дислокационной трубки, т. е. как силу, действующую вдоль касательной к линии дислокации. Поэтому дислокационную трубку можно представить себе как натянутый резиновый шнур с постоянной по длине силой натяжения E_0 . Такое представление дислокации и носит название приближения линейного натяжения. Оно обычно используется для нахождения формы дислокационных отрезков в поле напряжений. Соответствующие задачи аналогичны задачам о форме натянутого резинового шнура, на который действуют распределенные силы.

Рассмотрим, например, задачу о равновесии дислокационного отрезка, закрепленного на концах (рис. 3.18), в поле постоянного напряжения τ . Пусть τ мало настолько, что прогиб дислокации меньше R . На отрезок dl дислокации (при малом прогибе этот отрезок любой) вдоль оси x действуют силы

$$F_1 = \tau bdl, \quad F_2 = -2E_0 \cos\left(90 - \frac{\alpha}{2}\right) = -2E_0 \sin \frac{\alpha}{2}.$$

Так как

$$\alpha \ll 1 \quad \left(\alpha = \frac{dl}{R} \right), \quad \text{то } F_1 + F_2 = 0,$$

откуда

$$R = \frac{E_0}{\tau b}. \quad (3.28)$$

Таким образом, дислокационный отрезок равномерно прогнут с радиусом кривизны, определяемым формулой (3.28).

Считается, что приближение линейного натяжения применимо, если логарифмический член в формуле для энергии изменяется слабо. Для одиночных дислокаций приближение линейного натяжения может быть использовано для малых их прогибов, когда радиус их кривизны остается много больше их длины.

3.10. РАЗМНОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Франк и Рид предложили механизм размножения дислокации под действием внешнего напряжения. Пусть отрезок дислокации, для определенности винтовой, длиной L закреплён между точками A и B (рис. 3.19,а). Под действием внешнего напряжения τ (или силы $F = \tau b l$) он начинает прогибаться. По мере увеличения напряжения прогиб увеличивается, а радиус кривизны уменьшается (рис. 3.19,б). Наконец, достигается критическое положение с радиусом кривизны $R = L/2$ (рис. 3.19,в). Легко убедиться, что $R = L/2$ – минимально возможный для дислокации длины L радиус кривизны и при дальнейшем увеличении прогиба (рис. 3.19,г) R снова увеличивается.

Следовательно, на рис. 3.19,в дислокация оказывает максимально возможное сопротивление действию внешней силы. Рассмотрим подробнее это состояние. В простейшем случае дислокация в нем изогнута полуокружностью, на фронте которой расположена винтовая дислокация, а около точек A и B – краевые дислокации противоположных знаков. Существует правило, согласно которому дислокации во время пластической деформации движутся в направлении, соответствующем увеличению площади скольжения. В соответствии с этим дислокации будут двигаться в разные стороны, создавая около точек A и B винтовые участки дислокации (см. рис. 3.19,г) противоположного знака по отношению к исходной (напомним, что вектор Бюргерса вдоль контура дислокации сохраняется, так что изменение знака дислокации в этом случае связано только с изменением направления линии дислокации). Далее дислокационная петля продолжает раздуваться, как мыльный пузырь (рис. 3.19,д и е). Схожесть раздувания дислокационной петли и мыльного пузыря не только внешняя, физические процессы и их математическое описание, связанные с ними, аналогичны.

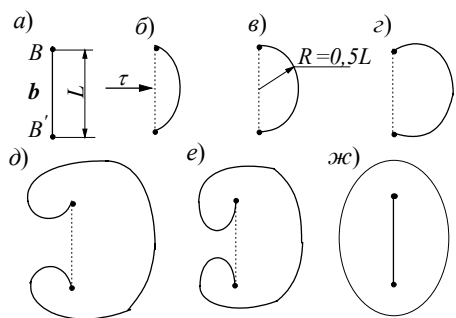


Рис. 3.19. Механизм размножения дислокаций Франка–Рида

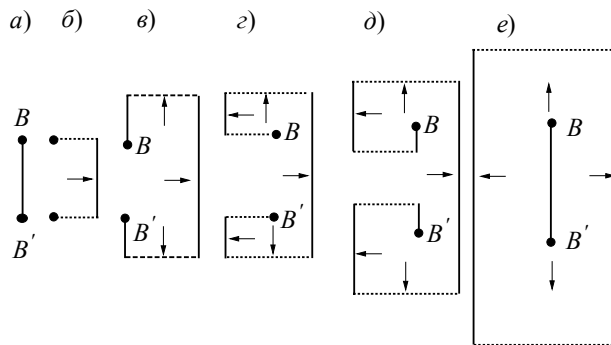


Рис. 3.20. Интерпретация механизма Франка–Рида при помощи отрезков краевых и винтовых дислокаций

Наконец, дислокационная петля замыкается слева от точек A и B , отрезки дислокаций противоположных знаков аннигилируют, и в результате отщепляется замкнутая дислокационная петля, а отрезок винтовой дислокации между точками A и B восстанавливается. После ухода петли на большое расстояние, на котором ее напряжения по линии AB становятся незначительными по сравнению с внешними, отрезок AB снова начинает прогибаться, испускает новую петлю и так далее. Такой источник дислокационных петель носит название источника Франка–Рида. На рис. 3.20 последовательные стадии работы источника изображены отрезками прямых дислокаций, чтобы были ясно видны их знаки.

Оценим критическое напряжение $\tau_{кр}$, необходимое для начала работы источника Франка–Рида. Выше говорилось, что приближение линейного натяжения справедливо только для слабых прогибов. Но для оценки распространим формулу (3.28) для радиуса кривизны до самых малых $R_{min}=L/2$. Тогда

$$R_{min} = \frac{L}{2} = \frac{E_0}{\tau_{кр} b} \text{ и } \tau_{кр} = \frac{2E_0}{Lb}. \quad (3.29)$$

или, учитывая, что $E_0 = \frac{1}{2}Gb^2$

$$\tau_{кр} = G \frac{b}{L}, \quad (3.30)$$

т. е. критическое напряжение тем меньше, чем больше длина закрепленного отрезка дислокации. Если отрезки дислокаций закреплены дислокациями, располагающимися в других плоскостях и $L = \frac{1}{\sqrt{\rho}}$, где ρ – плотность дислокаций, то (3.24) преобразуется к виду

$$\tau_{кр} = Gb\sqrt{\rho}. \quad (3.31)$$

При $L=1$ мкм ($\approx 3 \cdot 10^3 b$) $\tau_{кр} = 3 \cdot 10^{-4} G$, что хорошо согласуется с пределом текучести чистых металлических кристаллов (размер $L = 1$ мкм соответствует плотности дислокаций $\rho = 1/L^2 = 10^{12} \text{ 1/м}^2$).

Ситуация, необходимая для начала работы источника Франка–Рида, реализуется после того, как дислокация совершила двойное поперечное скольжение, рис.3.21.

Пусть винтовая дислокация AE имеет две плоскости скольжения: основную I и дополнительную, называемую плоскостью поперечного скольжения II (рис. 3.21,а). Если в плоскости скольжения на участке $БД$ встречается какое-либо препятствие, то дислокация AE (рис. 3.21,б) может продолжать скольжение и по плоскости II , выбросив парный перегиб $БВГД$ в этой плоскости. Такой переход части дислокации из одной плоскости скольжения в другую называется *поперечным скольжением*. Очевидно, что способностью к поперечному скольжению обладают только винтовые дислокации.

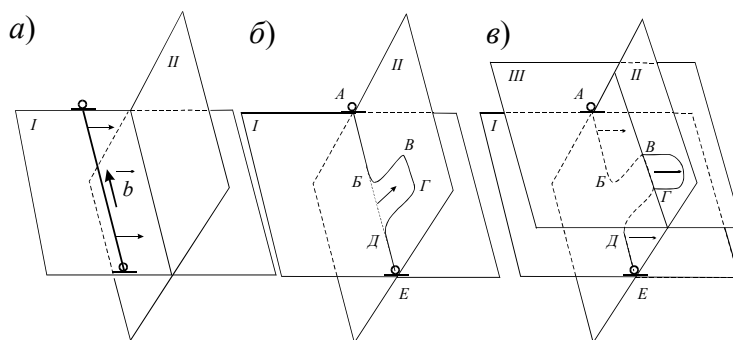


Рис. 3.21. Схема двойного поперечного скольжения:

I – плоскость основного скольжения; II – плоскость поперечного скольжения; III – плоскость двойного поперечного скольжения. Стрелками указаны направления движения дислокаций в каждой плоскости; a – исходная дислокация AB ; b – поперечное скольжение, $BBGD$ – парный перегиб на дислокации AE , участок BG движется в плоскости II ; c – двойное поперечное скольжение, участки AB и DE движутся в плоскости I , BB и GD – в плоскости II , а BG – в плоскости III

Парный перегиб $BBGD$ движется некоторое время в плоскости II , после чего может снова совершать поперечное скольжение, перейдя уже по всей длине BG в плоскость III , параллельную плоскости I , с наиболее благоприятными условиями скольжения (рис. 3.21, в). Такие два последовательных акта поперечного скольжения называются двойным поперечным скольжением. В результате его в плоскости III появляется отрезок винтовой дислокации BG , закрепленный в точках B и G отрезками краевых дислокаций в плоскости II BB и GD , т. е.

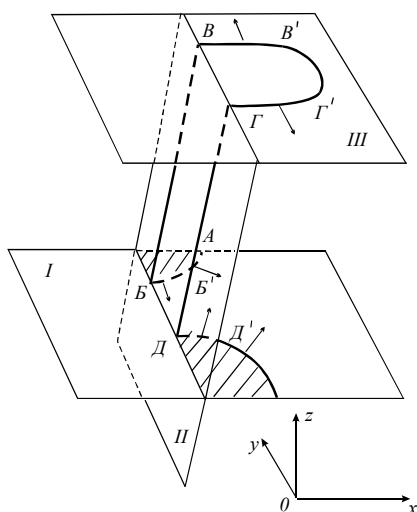


Рис. 3.22. Движение дислокации в плоскостях I и II после двойного поперечного скольжения. Заштрихована площадь, на которой прошло скольжение после первого поперечного скольжения. Верхняя часть плоскости II для удобства не изображена

возникают условия, аналогичные необходимым для работы источника Франка–Рида.

Рассмотрим движение дислокации после двойного поперечного скольжения. Отрезки дислокации в плоскостях I и III движутся под действием приложенного касательного напряжения. Краевые отрезки BB' и DD' в плоскости I и отрезки BB' и GG' , расположенным в плоскости III , движутся навстречу друг другу, поскольку имеют противоположные знаки, рис. 3.22. Если плоскости I и III расположены на малом расстоянии друг от друга, то взаимодействие между дислокациями BB' и BB' , DD' и GG' так сильно, что они не могут пройти друг над другом, образуя устойчивую конфигурацию (см. раздел «Дислокационные конфигурации»).

Образованные устойчивые диполи (т. е. пары дислокаций противоположного знака) удлиняются по мере движения винтовых отрезков $B'G'$, AB' и $D'E$ в плоскостях I и III (рис. 3.23, а). Винтовой отрезок $B'G'$ притягивается отрезками AB' и $D'E$, оставшимися в плоскости I , и под действием этого притяжения может совершить двойное поперечное скольже-

ние в обратном направлении. После этого в плоскости I восстанавливается прямолинейная винтовая дислокация AE , а краевые диполи замыкаются, превращаясь в дислокационные петли. Вектор Бюргерса этих петель расположен под углом к их плоскости, такие дислокационные петли называются призматическими, которые при повышенных температурах являются источниками точечных дефектов.

На рис. 3.24 изображено сечение простейших призматических петель, для которых вектор Бюргерса перпендикулярен плоскости петли. Видно, что они образуются при захлопывании диска из вакансий или при вставлении в решетку диска из внедренных атомов. При растворении таких петель, т. е. при переползании дислокации петли навстречу друг другу, испускаются вакансии или внедренные атомы соответственно.

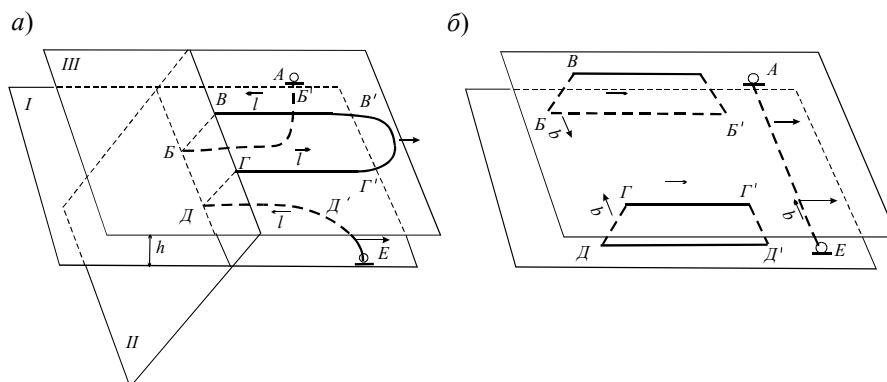


Рис. 3.23. Движение дислокации после двойного поперечного скольжения в случае коротких выбросов: a – движутся только винтовые отрезки AB' , $B'T'$ и $D'E$. Краевые отрезки $B'B - BB'$ и $\Gamma\Gamma' - ДД'$ тормозятся друг на друге, создавая устойчивые диполи $B'BVV'$ и $\Gamma\Gamma'DD'$; b – после обратного поперечного скольжения дислокация AE восстанавливается и продолжает свое скольжение в плоскости I как прямолинейная. Краевые диполи превращаются в призматические дислокационные петли $BVB'B'$ и $\Gamma\Gamma'DD'$ с противоположными векторами Бюргерса

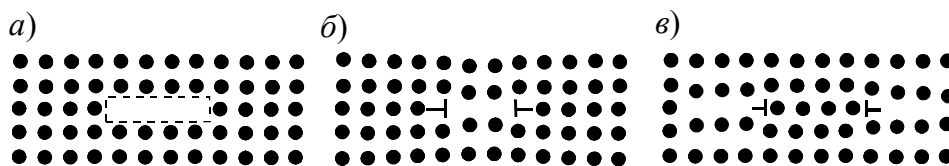


Рис. 3.24. Простейшие призматические дислокационные петли (петли Франка): a – диск из вакансий размером $L=4a$; b – захлопывание этого диска с образованием призматической петли вакансионного типа (типа вычитания); v – призматическая дислокационная петля типа внедрения, эквивалентная диску из внедренных атомов

Если плоскости I и III расположены так далеко друг от друга, что взаимодействие дислокаций BB' и VV' , DD' и $\Gamma\Gamma'$ не ощущается, происходят следующие взаимодействия. Во-первых, сразу после двойного поперечного скольжения краевые участки дислокации $B'B$, BB' и $\Gamma\Gamma'$, DD' движутся навстречу друг другу, как и в предыдущем случае и свободно проходят друг под другом (рис. 3.25, a). При этом они тянут за собой краевые участки в плоскости II так, что на каждый из этих участков BB и $\Gamma\Gamma$ действуют две противоположные силы (рис. 3.25, b).

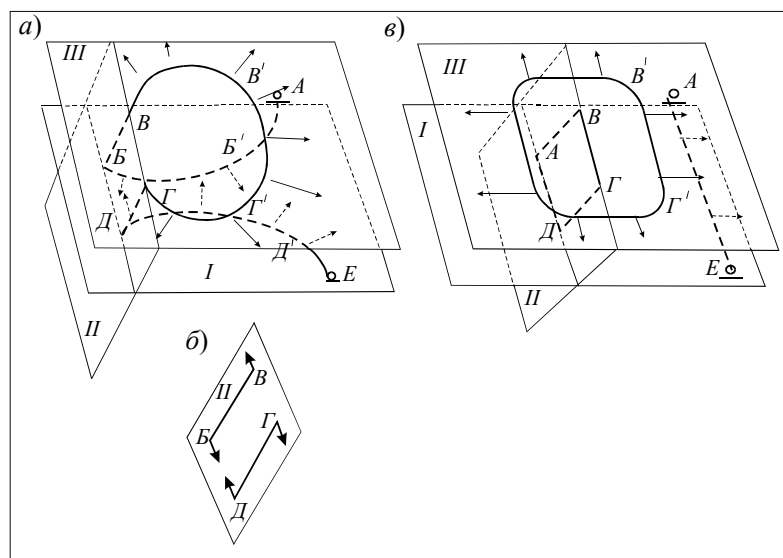


Рис. 3.25. Движение дислокации после двойного поперечного скольжения в случае «длинных» выбросов на первом этапе: *а* – краевые участки $B'B$ и DD' проходят под участками BB' и GG' ; *б* – схема сил, действующих на краевые участки BB и $ГД$ в плоскости II со стороны остальных частей дислокации; *в* – образование скользящих дислокационных петель в плоскостях II и III и восстановление прямолинейной дислокации в плоскости I

В результате отрезки BB и $ГД$ в среднем остаются неподвижными, и, следовательно, их концы являются на первом этапе хорошими точками закрепления. Поэтому на первом этапе отрезок $BГ$ винтовой дислокации в плоскости III удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к источнику Франка–Рида: он испускает дислокационную петлю в плоскости III и восстанавливает отрезок $BГ$ дислокации того же знака, что и исходная дислокация (рис. 3.25,в). Вектор Бюргерса петли лежит в плоскости ее залегания III . Такие дислокационные петли в отличие от призматических называются скользящими, так как могут расширяться во все стороны в своей плоскости скольжения.

В плоскости I отрезки краевой ориентации BB' и DD' сталкиваются и аннигилируют, при этом восстанавливается исходная прямолинейная дислокация AE и рождается отрезок винтовой ориентации $БД$ противоположного знака по отношению к исходной дислокации. В результате в плоскости II образуется скользящая дислокационная петля $BBГД$.

Итак, в итоге этого этапа двойного поперечного скольжения восстанавливается исходная дислокация AE и рождаются две скользящие дислокационные петли $B'Г'$ в плоскости III и $BBГД$ в плоскости II . Петля $B'Г'$ и дислокация AE быстро уходят от места двойного поперечного скольжения, и начинается второй этап, связанный с петлей $BBГД$.

Так как дислокации $BГ$ и $ДВ$ имеют противоположный знак, то под действием внешнего напряжения они движутся в противоположные стороны (рис. 3.26,а). При этом силы, действующие на концы $Б$ и $В$ отрезка BB , направлены в одну сторону (так же, как и на концах $Г$ и $Д$ отрезка $ГД$), вследствие чего эти отрезки движутся в разные стороны и их концы пере-

стают быть хорошими точками закрепления. Если подвижность дислокации в плоскости II такая же, как и в плоскостях I и III , то отрезки дислокации в плоскости II не будут отставать от полупетель BB' и $ГГ'$ и вся петля будет расплзаться (рис. 3.26, в). Хотя при этом каждый из отрезков петли будет двигаться в своей плоскости ($ББ'Д'Д$ – в I , BB и $ГД$ – в II , $BBTT$ – в III), но при больших размерах петли участки BB и $ГД$ станут незаметными и вся петля будет выглядеть как обычная скользящая.

Если же подвижность дислокации в плоскости поперечного скольжения II будет меньше, чем в основных плоскостях I и III , то отрезки BB и $ГД$ будут отставать от участков дислокации в основных плоскостях. При этом их концы будут служить относительными стопорами: B и $Г$ в плоскости III , а $Б$ и $Д$ в плоскости I – для выгибающихся на этих плоскостях дуг $BBTT$ и $ББ'Д'Д$. Таким образом, появляются сразу два источника скользящих дислокационных петель в плоскостях I и III , но с медленно движущимися точками закрепления. Поэтому источники испустят какое-либо конечное число дислокационных петель, после чего весь источник расплзется аналогично предыдущему случаю. Подвижность дислокации в плоскости II не может быть выше, чем в плоскостях I и III , поскольку в противном случае плоскость II была бы основной, а I – плоскостью поперечного скольжения.

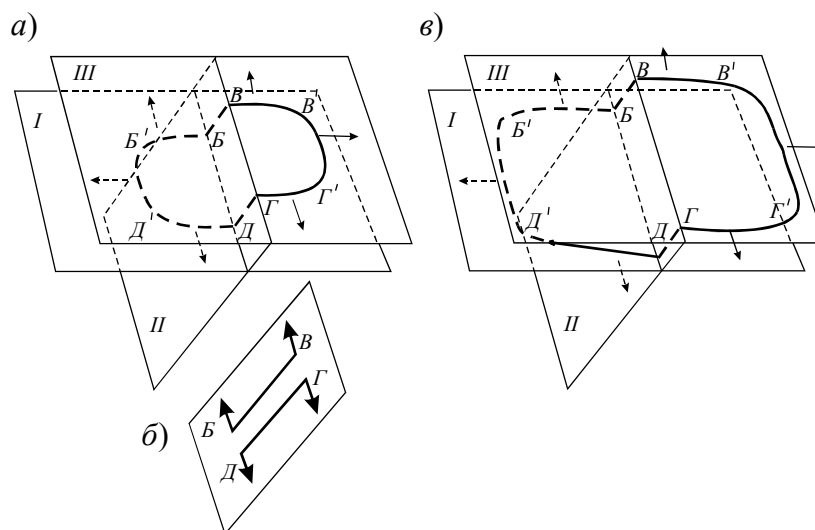


Рис. 3.26. Движение дислокации после двойного поперечного скольжения в случае «длинных» выбросов на втором этапе: а – отрезок $BГ$ и $ДБ$ образуют полупетли $BB'TT$ и $ДД'Б'Б$ в плоскостях III и I ; б – схема сил, действующих при этом на краевые участки BB и $ДГ$; в – расплзание всей петли $BBГД$ в плоскостях I , II и III

Экспериментально обнаружено, что общее число дислокационных петель, возникших в результате одного двойного поперечного скольжения, обычно не превышает десяти и уменьшается при увеличении напряжения, стремясь к двум, т. е. к описанному выше случаю (см. рис. 3.25, в). Таким образом, в результате одного двойного поперечного скольжения с длинным выбросом возникает дислокационный источник, генерирующий до десяти петель.

Скорость генерации дислокаций при двойном поперечном скольжении очень высока: происходит лавинообразное размножение дислокаций: первая дислокация рождает две новых, каждая из них – еще две и т. д. Общее число дислокаций увеличивается по закону $1 \rightarrow 3 \rightarrow 9 \rightarrow 27 \rightarrow 81 \rightarrow \dots$. В случае, если петель больше, чем 2, рост еще более быстрый. Разумеется, лавинообразное увеличение плотности дислокаций идет только на начальных этапах деформации, когда плотность дислокаций еще далека от предельной. При больших плотностях дислокаций начинается их интенсивная аннигиляция, в результате которой скорость роста ρ замедляется и, наконец, достигает максимального предельного значения ρ_{\max} , при котором число вновь рождающихся дислокаций равно числу аннигилирующих. В зависимости от материала, температуры и способа деформирования максимальная плотность может меняться в широких пределах: от 10^{10} до 10^{16} м^{-2} .

При перемещении дислокации в плоскости II внешнее напряжение совершает работу $A = \tau b l_{\text{nc}} dl$, где dl – приращение пройденного в плоскости II расстояния. Эта работа компенсирует приращение энергии за счет увеличения длины краевых компонент дислокации в плоскости II BV и $ГД$. При $W_{\text{д}} = 1/2 G b^2$ условие энергетической выгоды поперечного скольжения можно записать в виде

$$A = \tau b l_{\text{nc}} dl \geq 2W_{\text{д}} dl = G b^2 dl \quad (3.32)$$

откуда

$$l_{\text{nc}} \geq b \frac{G}{\tau}. \quad (3.33)$$

Сравнивая полученный результат с формулой (3.32) – условием работы источника Франка–Рида, видим, что эти условия совпадают, т. е. отрезок винтовой дислокации, способный совершить поперечное скольжение, способен и испускать петли как источник Франка–Рида в плоскости III .

3.11. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ РЕАКЦИИ

Рассмотрим дислокационные реакции объединения двух или более дислокаций в одну и расщепление дислокации (разделение одной дислокации на две или более). Начнем с примера простейшей дислокационной реакции между двумя параллельными краевыми дислокациями (рис. 3.25). Пусть обе дислокации двигались к точке B : первая с вектором Бюргерса \mathbf{b}_1 в плоскости AB , вторая с вектором Бюргерса \mathbf{b}_2 в плоскости CB . При их встрече в точке B происходит слияние их осей вдоль прямой, перпендикулярной плоскости ABC . Вектор Бюргерса дислокации, получившейся в результате такой дислокационной реакции, определяется из условия

$$\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 = \mathbf{b} \quad (3.34)$$

Необходимо помнить, что невязка контура Бюргерса \mathbf{b} является вектором, поэтому складывать векторы Бюргерса надо векторным способом – по правилу параллелограмма или треугольника (см. рис. 3.25,б). Рассмотрим энергетическую выгодность такой реакции в приближении линейного натяжения. Энергия дислокаций 1 и 2 в исходном состоянии (когда расстояние между ними велико и вкладом в энергию от их взаимодействия можно пренебречь) равна:

$$W_{\text{н}} \approx \frac{1}{2} G(b_1^2 + b_2^2) L. \quad (3.35)$$

В конечном состоянии

$$W_{\text{к}} \approx \frac{1}{2} G b^2 L$$

Следовательно, слияние дислокации энергетически выгодно при условии

$$\Delta W = W_{\text{к}} - W_{\text{н}} = \frac{1}{2} G(b^2 - b_1^2 - b_2^2) L ;$$

$$b^2 < b_1^2 + b_2^2 \quad (3.36)$$

т. е. если угол между векторами \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 острый ($\alpha < \pi/2$). В приближении линейного натяжения условие дислокационной реакции всегда будет иметь вид (3.36). Для получения более точного результата надо учесть зависимость энергии от угла между \mathbf{l} и \mathbf{b} (если дислокации не краевые).

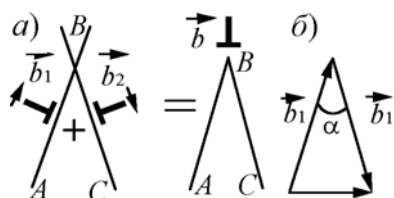


Рис. 3.27. Дислокационная реакция между двумя параллельными дислокациями с векторами Бюргерса \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 , в результате которой получается дислокация с вектором Бюргерса \mathbf{b} : а – схема объединения дислокаций; б – треугольник из векторов Бюргерса

Если в реакцию вступают n параллельных дислокации 1, 2, ..., n с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \dots, \mathbf{b}_n$, то аналогичный расчет для энергетической выгодности процесса даст

$$b^2 < b_1^2 + b_2^2 + b_3^2 + \dots + b_n^2. \quad (3.37)$$

Частным случаем дислокационной реакции является аннигиляция двух дислокации противоположного знака (рис. 3.27), при которой $\mathbf{b}_1 = -\mathbf{b}_2$ и $\mathbf{b} = \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 = 0$. По рис. 3.27 видно, что для краевых дислокации аннигиляция означает объединение двух полуплоскостей в одну целую плоскость.

При аннигиляции прямых дислокаций они исчезают и восстанавливается правильная решетка.

На рис. 3.28 показан случай другой реакции: две винтовые дислокации с $|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2|$, пересекающиеся под углом друг к другу. Если $b_3^2 < b_1^2 + b_2^2$, то энергетически выгоден изгиб дислокационных линий около точки пересечения и образование участка, на котором проис-

ходит дислокационная реакция. Когда $|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2|$, этот участок также будет винтовым (см. рис. 3.28,б).

Если дислокации образуют сетки, состоящие из двух семейств винтовых дислокаций и между ними будет идти реакция, то каждый узел сетки расщепится согласно схеме на рис. 3.28,а. При этом сетка из ромбической превратится в гексагональную. Если, между линиями дислокаций в исходном состоянии был угол 120° , то все гексагональные ячейки сетки будут правильными с равными сторонами и углами по 120° . Такие гексагональные сетки часто наблюдаются в кристаллах.

Кроме объединения нескольких дислокаций в одну возможна и обратная реакция расщепления одной дислокации на две или более. Если геометрия решетки допускает расщепление дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b} на две \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 , то рассуждения, аналогичные предыдущим, приведут к формуле энергетической выгоды вида

$$b^2 > b_1^2 + b_2^2 \text{ или } \alpha > \frac{\pi}{2}. \quad (3.38)$$

Обычно дислокации имеют наименьший из возможных векторов Бюргерса. Действительно, пусть есть дислокация с вектором Бюргерса $\mathbf{B} = 2\mathbf{b}$. Тогда для нее всегда выгодна реакция расщепления $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{b} + \mathbf{b}$, так как

$$B^2 = 4b^2 > b^2 + b^2 = 2b^2. \quad (3.39)$$

Энергетическое условие слияния или расщепления дислокаций является необходимым, но не достаточным условием, поэтому дело с рассматриваемым взаимодействием дислокаций обстоит сложнее. Используем для анализа слияния дислокаций условие Гельмгольца.

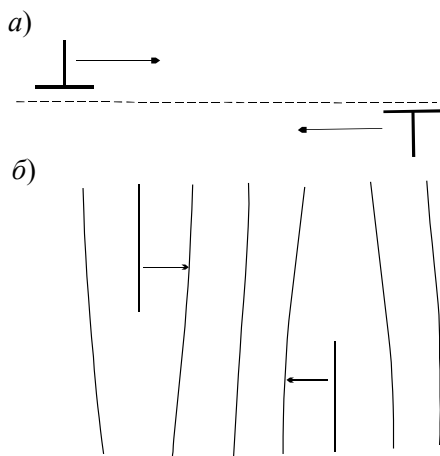


Рис. 3.27. Схема аннигиляции дислокаций противоположного знака

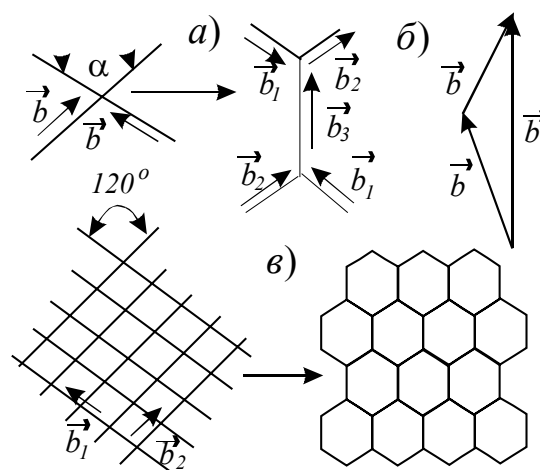


Рис. 3.28. Реакция между пересекающимися дислокациями: а – две пересекающиеся винтовые дислокации образуют участок с вектором Бюргерса \mathbf{b}_3 , на котором прошла реакция; б – треугольник для определения \mathbf{b}_3 ; в – образование гексагональной сетки из винтовых дислокаций

Пусть в исходном состоянии система имеет энергию

$$W_1 = \frac{1}{2} G(b_1^2 + b_2^2) L = \frac{1}{2} (b_1^2 + b_2^2) \frac{v}{s_1},$$

в конечном

$$W_2 = \frac{1}{2} b^2 \frac{v}{s_2},$$

а изменение энергии

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \frac{1}{2} Dv \left(\frac{b^2}{s_1} - \frac{b_1^2 + b_2^2}{s_2} \right),$$

где v – объем системы, s – площадь сечения дислокационной трубки, по которой интегрируют напряжения для определения энергии дислокации. Совершенно необязательно, что $s = \text{const}$.

Если слияние дислокаций выгодно при выполнении условия $\Delta\sigma = -\frac{\partial\Delta W}{\partial v} \geq 0$, то при этом должно выполняться соотношение

$$s_2 \leq s_1 \frac{b_1^2 + b_2^2}{b^2}. \quad (3.40)$$

Выводы:

1. Дислокация характеризуется двумя векторами – единичным вектором направления оси дислокации \mathbf{l} и вектором Бюргерса \mathbf{b} , направление которого характеризует направление смещений вблизи дислокации, а величина – мощность дислокации.
2. Дислокация является источником мощных и медленно спадающих упругих полей.
3. Пластическая деформация происходит в основном за счет перемещения дислокаций в теле.
4. Дислокация имеет высокую энергию порядка $1/2 Gb^3$ на одну атомную плоскость.
5. Под действием внешних напряжений дислокации движутся так, что при этом площадь, по которой прошло скольжение, увеличивается.
6. Дислокации могут размножаться.
7. Дислокации могут вступать в реакции – объединяться или разделяться.

3.12. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДИСЛОКАЦИИ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ

Зависимость скорости дислокаций в плоскости скольжения от величины напряжения τ для монокристаллов цинка представлена на рис. 3.29. Аналогичные зависимости наблюдаются для других кристаллов. Эти закономерности позволяют сделать следующие заключения.

1. Напряжению τ соответствует скорость дислокации v , а не ее ускорение \dot{v} , как это следовало бы из второго закона Ньютона $\dot{v} = F/m$ (чем больше сила, тем больше ускорение, а не скорость). В повседневной жизни зависимость вида $v=v(F)$ достаточно типична: постоян-

ной силе, толкающей автомобиль, соответствует постоянная скорость автомобиля. Увеличение толкающей силы приводит к увеличению его скорости. Объяснение этого факта хорошо известно: существует сила сопротивления F_c движению автомобиля, зависящая от его скорости v : $F_c = F_c(v)$. Если автомобили толкать с силой F , то скорость его увеличивается до тех пор, пока сила сопротивления не будет равна F : $F = F_c(v)$. Отсюда находится постоянная скорость автомобиля при постоянной толкающей силе. При увеличении F до F_1 скорость его

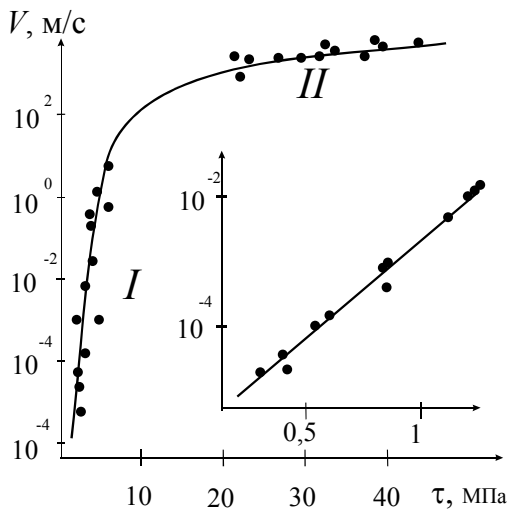


Рис. 3.29. Типичная зависимость скорости дислокаций V от касательного напряжения τ в плоскости их скольжения в монокристаллах цинка. На внутреннем графике дан первый участок кривой I в увеличенном масштабе

растет до тех пор, пока новая сила сопротивления $F_c(v)$ не будет равна F_1 . Время переходного режима – ускорения от v до v_1 зависит от массы автомобиля. Очевидно, что движение дислокации определяется по тому же закону: должна существовать сила типа силы трения $F_c(v)$, мешающая движению дислокации в плоскости скольжения и увеличивающаяся с увеличением их скорости.

Эту силу обычно называют силой внутреннего трения в отличие от внешнего трения (или просто трения), действующего на внешнюю поверхность металла со стороны какого-либо инструмента. Сила внутреннего трения при перемещении дислокации и других дефектов внутри объема тела ответственна за диссипацию (рассеяние) упругой энергии (переход упругой

энергии в тепловую). Нагрев металла при обработке обусловлен одновременным действием обеих сил трения: поверхностные слои нагреваются в основном за счет внешнего трения, а внутренние – за счет внутреннего трения. Скорость дислокаций, как и в предыдущем примере, определяется равенством силы τb , толкающей дислокацию в плоскости ее скольжения, и силы внутреннего трения $F_c(v)$ на единицу длины:

$$F_c(v) = \tau b. \quad (3.41)$$

2. Оценим роль инерционных эффектов, зависящих от массы дислокации, т. е. определим переходное время, необходимое для увеличения скорости дислокации от v_1 до v_2 при увеличении напряжения от τ_1 до τ_2 . Эффективная масса дислокации (на единицу ее длины), определяющая ее инерционность, должна быть порядка Db^2 , где D – плотность кристалла.

Тогда характерное время

$$t_x \approx \frac{\Delta v}{a} = \frac{\Delta v m}{\Delta \tau b} \cong \frac{\Delta v D b}{\Delta \tau}. \quad (3.42)$$

Взяв данные для Δv и $\Delta \tau$ из рис. 3.29: $\Delta \tau = 1$ МПа, получим для $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м и $D = 10 \cdot 10^3$ кг/м³ время $t_x \approx 3 \cdot 10^{-10}$ с. Оно пренебрежимо мало для любых имеющихся к настоящему времени экспериментов, во всяком случае много меньше времени приложения нагрузки в любых реальных условиях. Таким образом, инерционные эффекты не играют никакой роли в динамике дислокации. Всегда можно считать, что скорость дислокации «равновесная», т. е. соответствует равенству действующей силы и силы сопротивления (3.38).

3. Видно, что кривая $v(\tau)$ состоит из двух различных участков. На первом участке скорость дислокации быстро увеличивается с возрастанием напряжения, а на втором слабо зависит от τ . На первом участке зависимость $v(\tau)$ может быть аппроксимирована экспонентой типа $v = v_0 \exp(\beta \tau)$, например,

$$v = v_0 \exp - \frac{U_0 - \gamma \tau}{kT}, \quad (3.43)$$

где $v_0 \approx 0,1 C_{зв}$, где $C_{зв}$ – скорость звука в металле; U_0 и γ – постоянные.

Таким образом, скорость на I участке экспоненциально возрастает с увеличением температуры $v \sim \exp(-A/T)$. Можно предположить, что на I участке дислокации движутся, преодолевая с помощью тепловых флуктуаций энергетические барьеры высотой U_0 (например, барьер Пайерлса, барьеры из-за взаимодействия дислокации с атомами примесей, барьеры при пересечении движущихся дислокаций и дислокаций других систем скольжения). Экспонента $e^{\gamma \tau}$ описывает уменьшение высоты потенциальных барьеров за счет действия касательных напряжений в плоскости скольжения.

5. Движение дислокации в I области может начаться до достижения напряжением в плоскости скольжения τ критического значения Пайерлса σ_{Π} . Так, в приведенном примере наблюдается уже заметное движение дислокаций при $\tau \sim 0,2$ МПа, в то время как $\sigma_{\Pi} > 10$ МПа.

Этому вопросу будет посвящен следующий раздел.

6. Считается, что в области II дислокация теряет энергию в основном на возбуждение колебаний решетки, а препятствия, определявшие скорость движения дислокации в области I , становятся несущественными. Поскольку вероятность такого возбуждения тем больше, чем интенсивнее собственные колебания решетки, то и сила сопротивления движению дислокации $F_{сII}(v)$ возрастает с увеличением температуры. Такая сила называется *динамическим трением*. Точное значение $F_{сII}(v)$ теоретически определить трудно.

В главе 1 мы показали, см. (1.6), что энергии металла описывается выражением, аналогичным соотношению Эйнштейна, связывающему скорость света и энергию системы. Отличие состоит в том, что для металла в качестве максимально достижимой скорости – скорости света в вакууме, выступает скорость распространения звука $C_{зв}$. Возможно, что $C_{зв}$ – это тоже

максимально достижимая скорость, но не в вакууме, а в металле. Тогда и скорость дислокаций не может быть больше $C_{зв}$, что убедительно иллюстрирует рис. 3.29.

Данные, приведенные на рис. 3.29 свидетельствуют о том, что дислокация может двигаться при напряжениях, меньших, чем определяет потенциальный барьер Пайерлса. Считается, что потенциальный барьер для движения дислокаций может быть значительно снижен, если дислокация перемещается не по всей длине сразу, а выбрасывая вперед петли или, как их называют, перегибы.

В соответствии с принципом минимума энергии дислокация стремится ориентироваться вдоль направлений, по которым энергия ядра минимальна. Этому условию будут отвечать кристаллографические направления с минимальными индексами Миллера типа $\{110\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ и т. д. Различие в энергиях «правильно» и «неправильно» ориентированных дислокаций составляет приблизительно высоту барьера Пайерлса $W_{П}$.

На рис. 3.30 изображена ломаная дислокационная линия $ABCDEFGH$. Вектор Бюргерса дислокации $\mathbf{b} \equiv \mathbf{b}_y$, поэтому отрезки AB , BC , CD , DE , EF и GH являются краевыми, а отрезок FG — винтовым. Плоскостью скольжения дислокации является xOy , лишняя полуплоскость совпадает с плоскостью xOz для отрезка GH и параллельна ей (отстоит на GF) для остальных краевых отрезков. Точки соединения длинных (больше b) отрезков AB и BC и BC и CD — точки B и C называются изломами. Если два излома, например, D и E или F и G , оказываются на малом расстоянии друг от друга ($DE, FG \approx (1+2)b$), то они называются перегибами, если лежат в плоскости скольжения, или ступеньками, если они располагаются они под углом к плоскости скольжения.

Так, на рис. 3.30 двойной излом DE является ступенькой, а FG — перегибом. На рис. 3.31 изображено перемещение дислокационной линии из начального состояния AB в конечное CD , отстоящее от начального на $AC=BD \approx b$, за счет скольжения, а на рис. 3.32 — за счет переползания. Перемещение скольжением осуществляется серией последовательных перемещений перегиба EF вдоль от дислокации. Элементарный акт такого смещения — перемещение EF в $E'F'$ ($EE'=FF' \approx b$) показан на рис. 3.31,б.

Движение перегиба вдоль дислокации, так же как и движение прямолинейной дислокации в плоскости скольжения, требует преодоления некоторого энергетического барьера, называемого вторичным пайерлсовским $W_{П2}$. Расчеты и эксперимент показывают, что $W_{П2} \ll W_{П1}$, т. е. перемещение перегиба происходит значительно легче, чем движение всей дислокации как целого одновременно. Движение дислокации при помощи двойного перегиба соответствует изменению ее энергии

$$\Delta W_{\max} \approx 2W_{\text{пер}0}. \quad (3.44),$$

где W_0 – энергия перегиба, данные по W_0 представлены в табл. 3.1.

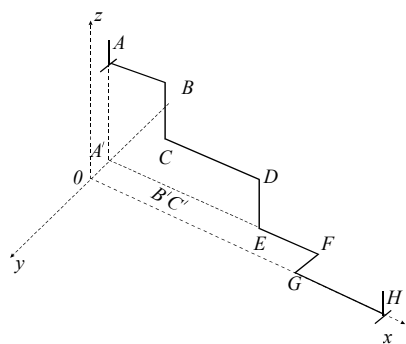


Рис. 3.30. Особые точки на ломаной линии дислокации $ABCDEFGH$: ABC и BCD – изломы; $CDEF$ – ступенька; $EFGH$ – перегиб. Точки A' , B' и C' – проекции точек AB на плоскость xOy

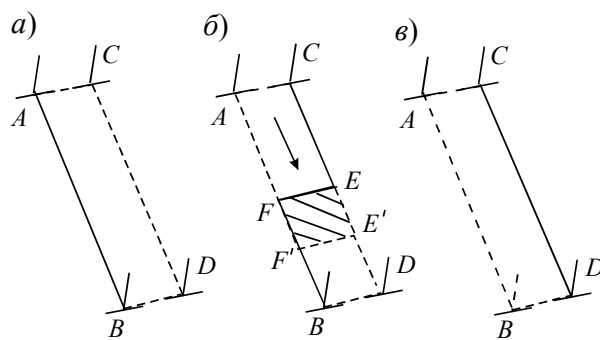


Рис. 3.31. Скольжение дислокаций как перемещение перегиба вдоль ее оси: a – исходное положение; b – промежуточная конфигурация; c – конечное положение. Перемещение перегиба из EF в $E'F'$ ($EE'=FF'=b$) – единственный (элементарный) акт скольжения дислокации

Источником энергии для движения путем парных перегибов могут служить неравномерные поля внутренних напряжений, создаваемых другими дефектами, перемещающимися во время деформации, или тепловое движение атомов кристалла. Вероятность тепловой флуктуации в объеме равна

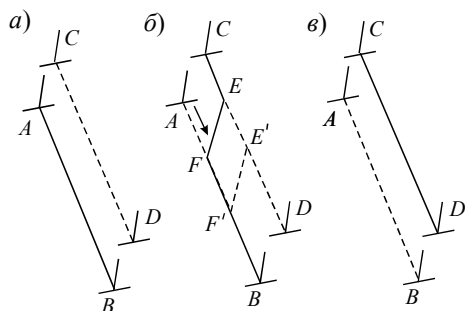


Рис. 3.32. Переползание дислокации как перемещение ступеньки вдоль ее оси.

$$P = \omega_0 \exp\left(-\frac{\Delta W}{T}\right). \quad (3.45)$$

где ω_0 – характерная частота колебаний в рассматриваемом объеме; T – температура в энергетических единицах. Поскольку в нашем случае $\omega_0 \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$ – частота колебаний атомов, то вероятность зарождения перегиба, который мог бы

затем самостоятельно распространяться за счет работы внешней силы (т. е. ширины $l \geq l_0$), равна:

$$P \approx \omega_0 \exp\left(-\frac{2W_{\text{пер}0}}{T}\right). \quad (3.46)$$

Например, для Al $2W_{\text{пер}0} \approx 0,1 \text{ эВ}$ (см. табл. 3.1). Даже для $T = 300^\circ \text{ К}$ вероятность P_{Π} равна:

$$P_{\Pi} = 10^{13} \exp\left(-\frac{0,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}\right) = 10^{13} \cdot e^{-7,73} \approx 4,4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad (3.47)$$

что обеспечивает дислокации скорость

$$v_d = bP_{\Pi} \approx 3 \cdot 10^{-10} \cdot 4,4 \cdot 10^9 \approx 1,32 \text{ м/с}. \quad (3.48)$$

При больших напряжениях дислокации могут двигаться как целое и без помощи парных перегибов. Напротив, для кристаллов с высокими барьерами Пайерлса изменение скорости дислокаций при изменении температуры может быть очень большим в связи с температурной зависимостью скорости движения перегибов.

3.13. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Пусть имеются две дислокации в различных плоскостях скольжения (рис. 3.33): краевая AB с осью вдоль Oz в плоскости скольжения xOz и неподвижная дислокация $B\Gamma$ с осью вдоль Oy . После прохождения дислокации AB через весь кристалл его верхняя часть смещается относительно нижней на b вдоль оси Ox , в том числе и часть BB' дислокации $B\Gamma$. Но так как линия дислокации не может прерываться внутри кристалла, то между нижней $\Gamma\Gamma'$ и верхней BB' частями дислокации образуется двойной излом $B\Gamma'$. Этот излом будет перегибом, если вектор Бюргерса дислокации $B\Gamma$ направлен вдоль Ox : $b_{B\Gamma}=b_x$, и ступенькой, если $b_{B\Gamma}=b_y$ (рис. 3.33,б). Если дислокация AB была винтовой с $b=b_z$, то, наоборот, при $b_{B\Gamma}=b_x$ получается ступенька, а при $b_{B\Gamma}=b_z$ – перегиб (рис. 3.33,в).

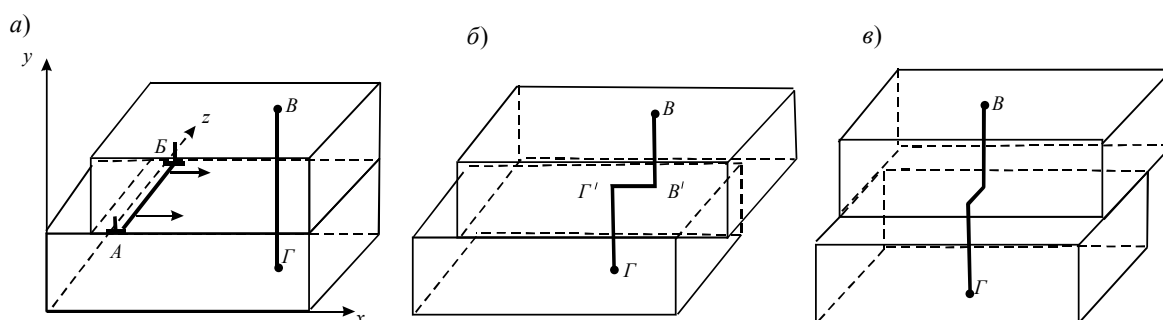


Рис. 3.33. Пересечение дислокаций: а – движение краевой дислокации AB в плоскости xOz с вектором Бюргерса $\mathbf{b}=\mathbf{b}_x$ навстречу неподвижной дислокации $B\Gamma$; б – результат прохождения дислокации AB – сдвиг верхней полуплоскости на b и образование двойного излома $B\Gamma'$ на дислокации $B\Gamma$; в – аналогичная картина после прохождения винтовой дислокации AB

Радиус действия напряжений от ступеньки (или перегиба) высотой b порядка нескольких b : $R = (2 \div 4)b$. Подставив это значение в формулу для энергии дислокации, видим, что энергия каждой из дислокаций после пересечения увеличивается на

$$\Delta W = \frac{\tau^* b^3}{2} \ln(2 \div 4) \approx \tau^* b^3, \quad (3.49)$$

т. е. на атомную величину. Следовательно, пересечение дислокаций требует дополнительных затрат энергии и приводит поэтому к упрочнению кристалла. Внешнее напряжение совершает работу при перемещении дислокации на $\Delta x=b$, равную

$$A = \tau bL, \quad (3.50)$$

где L —длина этой дислокации. Именно такой путь проходит подвижная дислокация в процессе пересечения. Действительно, так как дислокации перпендикулярны, то их ядра, а сле-

довательно, и область больших напряжений далеки друг от друга за исключением соприкасающихся при пересечении участков. Поэтому основной вклад в энергию взаимодействия, в отличие от взаимодействия параллельных дислокаций, вносят ядра дислокаций. Расстояние, на котором существенно взаимодействие дислокаций, порядка b : $\Delta x \approx b$.

Таким образом, условие энергетической выгоды пересечения дислокаций приобретает вид

$$A = \tau b L > \Delta W \approx \tau^* b^3 \text{ или } \tau > \tau^* \frac{b}{L}, \quad (3.51)$$

что очень похоже на условие работы источника Франка – Рида. При $L < b \frac{\tau^*}{\tau}$ пересечение дислокаций энергетически невыгодно (они тормозятся друг на друге).

Таким образом, пересекающиеся дислокации взаимодействуют в основном только за счет ядер и на малых расстояниях, когда их ядра соприкасаются. Пересечение дислокаций приводит к увеличению их длины и, следовательно, требует дополнительных затрат энергии. Поэтому перемещение подвижных дислокаций через неподвижные (дислокации «леса») требует добавочных напряжений, т. е. приводит к упрочнению тела.

3.14. ПОЛНЫЕ И ЧАСТИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ. РАСЩЕПЛЕННЫЕ ДИСЛОКАЦИИ

До сих пор мы рассматривали дислокации, после прохождения которых через кристалл симметрия решетки полностью восстанавливается. Такие дислокации называются *полными*. Их вектор Бюргерса \mathbf{b}_0 должен удовлетворять условию трансляционной симметрии. Добавление этого вектора к координате любого атома n идеальной решетки \mathbf{r}_n должно приводить к координате какого-либо другого атома n_1 того же элемента:

$$\mathbf{r}_n + \mathbf{b}_0 = \mathbf{r}_{n1}. \quad (3.52)$$

Практически, как это было показано в разделе 2.8, существуют только дислокации с минимальными векторами Бюргерса, т. е. атомы n и n_1 являются ближайшими соседями.

Кроме полных дислокаций существуют и *частичные*. Их вектор Бюргерса обычно меньше, чем у полной дислокации: $b < b_0$. После прохождения частичной дислокации симметрия решетки восстанавливается не полностью, в плоскости скольжения за частичной дислокацией остается плоский дефект, чаще всего дефект упаковки. Рассмотрим подробнее вопрос о частичной дислокации на примере упорядоченного сплава, состоящего из 50% атомов A и 50% атомов B (рис. 3.34,а). Упорядочение такого сплава происходит из-за того, что энергия взаимодействия атомов A и B между собой W_{AB} больше, чем энергии W_{AA} и W_{BB} ,

вследствие чего ближайшими соседями каждого атома являются атомы противоположного сорта.

Если в такой решетке пройдет дислокация, состоящая из одной полуплоскости, то она оставит за собой в плоскости скольжения дефект: атомы A окажутся напротив атомов A , а атомы B – напротив атомов B (рис. 3.34,б). Поскольку $W_{AB} > (W_{AA} + W_{BB})/2$, то такая плоскость будет обладать избыточной энергией (в приближении взаимодействия ближайших соседей):

$$\gamma_F = \frac{1}{b^2} \left[W_{AB} - \frac{1}{2}(W_{AA} + W_{BB}) \right],$$

т. е. образуется дефект, являющийся типичным дефектом упаковки, с удельной поверхност-

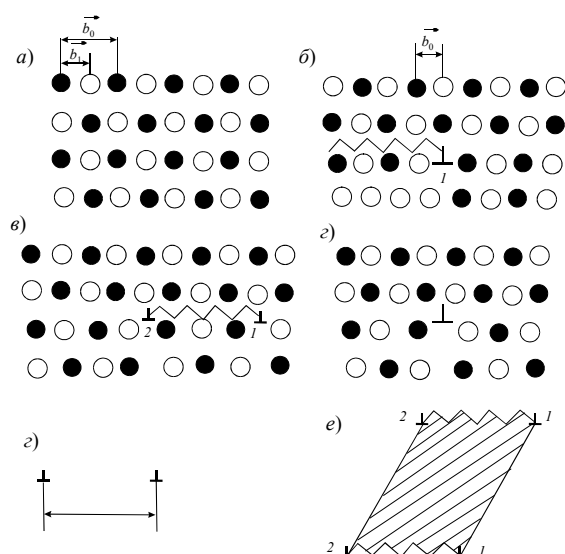


Рис. 3.34. Расщепление дислокации в решетке упорядоченного сплава из атомов разного сорта: а – идеальная решетка, \mathbf{b} – вектор Бюргерса частичной дислокации, \mathbf{b}_0 – вектор Бюргерса полной дислокации; б – прохождение через решетку частичной дислокации 1; в – прохождение через решетку второй частичной дислокации 2; г – полная дислокация с вектором Бюргерса \mathbf{b}_0 ; д – расщепленная дислокация; е – стереоскопическое изображение расщепленной дислокации

ной энергией γ_F . Следовательно, такая дислокация с вектором Бюргерса b является частичной. Полная дислокация в такой решетке должна состоять из двух лишних полуплоскостей (рис. 3.34,г) и иметь вектор Бюргерса $\mathbf{b}_0 = 2\mathbf{b}$. Этот результат можно было бы получить сразу, зная атомное строение идеальной решетки. Действительно, вектор \mathbf{b} , добавленный к координате любого атома, переводит его в неэквивалентное положение: атом A в положение атома B и наоборот. Только вектор $\mathbf{b}_0 = 2\mathbf{b}$ удовлетворяет условию трансляционной симметрии, т. е. переводит все атомы в эквивалентные положения.

На рис. 3.34,б видно, что движение второй частичной дислокации 2 в той же плоскости скольжения уничтожает в ней дефект упаковки, создаваемый первой частичной дислокацией 1.

Следовательно, две частичные дислокации 1 и 2 с дефектом упаковки между ними эквивалентны одной полной дислокации (см. рис. 3.34,г). Такой дефект, когда две частичные дислокации с дефектом упаковки между ними эквивалентны полной дислокации, называется *расщепленной* дислокацией. В более сложных случаях расщепленная дислокация может состоять из трех, четырех и т. д. частичных дислокаций и соответственно из двух, трех и т. д. полосок дефектов упаковки.

Рассмотрим расщепление дислокации – превращение полной дислокации в расщепленную (рис. 3.34, г, д, в). Энергия полной дислокации

$$W_d \approx \frac{1}{2} G b_0^2; \quad (3.53)$$

энергия расщепленной

$$W_p \approx 2 \left(\frac{1}{2} G b^2 \right) + \gamma_F d + \tau^* b^2 \ln \frac{r}{d} \quad (3.54)$$

где d – расстояние между частичными дислокациями. Первый член в этом выражении описывает энергию частичных дислокаций, более точно он равен $2 \left[\frac{1}{2} \frac{\tau^* b^2}{2} \left(\ln \frac{R}{r_0} + Z \right) \right]$, см. раздел «Энергия дислокаций», второй – энергию дефекта упаковки, третий – энергию взаимодействия (отталкивания) частичных дислокаций. Чем больше расщепление дислокации, тем больше энергия дефекта упаковки, но тем меньше энергия их взаимодействия (при $d = b \approx r_0$ второй член несуществен и $W_p = W_b$). Таким образом, дефект упаковки стягивает, а упругое взаимодействие отталкивает частичные дислокации. Следовательно, должно существовать некоторое равновесное расщепление, соответствующее равенству сил притяжения и отталкивания. Найдем это равновесное расщепление d_0 из условия минимума энергии $\frac{\partial W_p}{\partial d} = 0$:

$$\gamma_F - \frac{\tau^* b^2}{d_0} = 0. \quad (3.55)$$

Отсюда

$$d_0 = \frac{\tau^* b^2}{\gamma_F}, \quad (3.56)$$

или, учитывая эмпирическое соотношение

$$\frac{\tau^* b}{2} \approx \gamma, \quad (3.57)$$

где γ – удельная поверхностная энергия,

$$d_0 \approx b \frac{\gamma}{2\gamma_F}. \quad (3.58)$$

Таким образом, при малых энергиях дефекта упаковки $\gamma_F \ll \gamma$ расщепление дислокации будет большим в атомном масштабе $d_0 \gg b$.

3.15. УПРОЧНЕНИЕ ЗА СЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПРИМЕСЯМИ

Дефекты кристаллической решетки создают около себя упругие искажения и изменения ближнего порядка расположения атомов. Взаимодействие ядра дислокации и ее поля действующих напряжений с этими искажениями приводит, как правило, к торможению

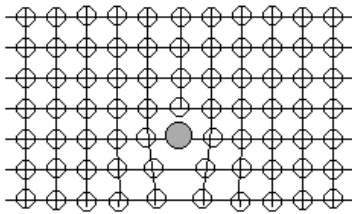


Рис. 3.35. Примесный атом в ядре дислокации

дислокации. Рассмотрим торможение дислокации внедренными атомами и объемными частицами другой фазы.

Торможение дислокации внедренными атомами и вакансиями. Упругое взаимодействие вакансий и внедренных атомов с дальнедействующими напряжениями от дислокаций мы рассмотрели в главе 2. Это взаимодействие приводит к диффузии вакансий и примесей с образованием облаков Коттрелла и Судзуки, которые тормозят дислокацию. Оценим напряжения, которые нужно приложить, чтобы оторвать дислокацию от неподвижного внедренного атома или вакансии, рис. 3.35.

По данным главы 2 для объема и энергии образования внедренных атомов существуют соотношения $v_i \approx v_{ат}$, $w_i^f = w_v^f$. Примем ориентировочно, что разность упругой энергии примеси внедрения в ядро дислокации и после отрыва дислокации составляет $\Delta w_i \approx 0,2w_v^f$. Тогда условия отрыва дислокации можно записать в виде

$$A \geq w_i = 0,2w_i^f = 0,2w_v^f.$$

где A – работа внешней силы, $A = \tau b L 2b$, $2b$ – путь дислокации при отрыве от внедренного атома, L – среднее расстояние между точками закрепления дислокаций примесями внедрения.

Отсюда

$$\tau_{пр} \geq 0,1 \frac{w_v^f}{b^2 L}. \quad (3.59)$$

Для использования (3.59) необходимо определить L . Известно, что среднее расстояние между атомами в единичном объеме $a = \frac{1}{\sqrt[3]{N}}$, где N – число атомов. Среднее расстояние между атомами примеси $L_{пр} = \frac{1}{\sqrt[3]{N_{пр}}} = \frac{1}{\sqrt[3]{Nf}} = \frac{a}{\sqrt[3]{f}}$, где f – концентрация примеси. Тогда при $b \approx a$

$$\tau_{пр} \geq 0,1 \frac{w_v^f \sqrt[3]{f}}{b^3}. \quad (3.60)$$

При $f=0,001$, $a=3 \cdot 10^{-10}$ м, $w_v^f=1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж $\tau_{пр}=59,25$ МПа, при $f=0,01$ $\tau_{пр}=127,5$ МПа.

Таким образом, на напряжения отрыва дислокации от примеси влияют энергия образования примесного атома и, в меньшей степени, концентрация примеси. По сути напряжения $\tau_{пр}$ представляют собой величину сброса напряжений после отрыва дислокации от примеси, т.е. фактически представляют собой разность значений верхнего и нижнего предела текучести и определяют высоту зуба текучести.

Если температура деформации достаточна для того, чтобы примесный атом приобрел диффузионную подвижность, сравнимую со скоростью дислокации, то в этом случае он мо-

жет догнать дислокацию и снова расположиться в ядре, поскольку это положение энергетически выгодно. Вслед за этим происходит новый отрыв дислокации от примеси, «погоня» примеси за дислокацией и так далее. На диаграмме «напряжение–деформация» при этом наблюдается чередование сбросов и роста напряжений – пилообразное течение. Это явление называют эффектом Портевена–Ле-Шателье.

Если скорость перемещения примесного атома значительно превышает скорость дислокации, то их деформационное перемещение происходит совместно. Интересен результат этого взаимодействия – дислокация «заметает» примесные атомы или вакансии и выносит их вслед за собой либо на границы зерен, либо на свободную поверхность.

Торможение дислокаций частицами другой фазы. Частицы другой фазы могут состоять совсем из другого материала, чем матрица (например, интерметаллиды, карбиды или нитриды легирующих элементов), или являться соединением атомов матрицы с примесными или легирующими атомами (карбиды, нитриды интерметаллиды). И в том и в другом случае постоянная решетки включения обычно отличается от основной, что делает невозможным переход дислокации из матрицы во включение.

Для преодоления выделений второй фазы у дислокации есть только две возможности – рассечение и огибание (рис. 3.36). При огибании происходит взаимодействие дислокации и включений, аналогичное работе источника Франка-Рида при размножении дислокаций – после прохождения дислокации на включении остается по дислокационной петле.

При рассечении верхняя часть включения смещается относительно нижней на вектор Бюргерса основной решетки \mathbf{b} , который не равен межатомному расстоянию включения. Поэтому восстановление сплошности после прохождения дислокации невозможно, и образуется плоский дефект типа трещины – происходит срез включения. Поверхностная энергия такого дефекта будет:

$$\Delta W = S\gamma_s \approx S\gamma_s \cong \pi r^2 \frac{\tau^* b}{2}, \quad (3.61)$$

где S – площадь поперечного сечения включения; γ_s – удельная поверхностная энергия разреза, примерно равная удельной энергии свободной поверхности; τ^* – теоретическая прочность материала включения.

Если средние расстояния между включениями равны d , то рассечение становится энергетически выгодным при

$$\tau_1 b d 2r \geq \Delta W; \quad \tau_1 \geq \tau_{\text{вкл}}^* \frac{\pi}{4} \cdot \frac{r}{d} \approx \tau_{\text{вкл}}^* \frac{r}{d} \quad (3.62)$$

Огибание препятствий происходит в соответствии с условиями работы источника

Франка–Рида:

$$\tau_2 = G \frac{b}{d-r} \approx \frac{Gb}{d}. \quad (3.63)$$

Определим среднее расстояние между включениями, если их концентрация f , они имеют форму сферы радиусом $r_{\text{вкл}}$ и объемом $v_{\text{вкл}}$. Пусть N_0 – число атомов металла, $N_{\text{вкл}}$ – число атомов примесного или легирующего элемента, составляющих включение. Тогда

$$N_{\text{вкл}} = N_0 f,$$

число включений

$$n_{\text{вкл}} = \frac{N_{\text{вкл}}}{N_1},$$

где N_1 – число атомов в одном включении, $N_1 = \frac{v_{\text{вкл}}}{a_{\text{вкл}}^3}$, a – параметр решетки материала вклю-

чения. При $N_0 = \frac{1}{a^3}$, где a – параметр решетки основного материала,

$$n_{\text{вкл}} = \frac{N_{\text{лег}}}{N_1} = \frac{N_{\text{лег}} a_{\text{вкл}}^3}{v_{\text{вкл}}} = \frac{f a^3}{a^3 v_{\text{вкл}}} \approx \frac{f}{v_{\text{вкл}}}.$$

Среднее расстояние между включениями

$$d = \frac{1}{\sqrt[3]{n_{\text{вкл}}}} = \frac{1}{\sqrt[3]{f / v_{\text{вкл}}}} = \sqrt[3]{\frac{v_{\text{вкл}}}{f}} \approx \frac{r_{\text{вкл}}}{\sqrt[3]{f}}.$$

С учетом последнего выражения формулу (3.63) можно переписать в виде

$$\tau_2 = Gb \frac{\sqrt[3]{f}}{r_{\text{вкл}}}. \quad (3.64)$$

Таким образом, при помощи рассмотренной модели взаимодействия примесей с дислокациями видно, что упрочнение за счет недеформируемых выделений второй фазы определяется в основном дисперсностью включений и обратно пропорционально размеру включения. Концентрация выделений второй фазы влияет на упрочнение в значительно меньшей степени.

Сравнивая (3.62) и (3.63), видим, что огибание происходит при значительно меньших напряжениях, чем рассеечение. Насколько вероятно рассеечения включений? Во-первых, способ преодоления включений зависит от количества и дисперсности включений. Сначала, очевидно, преимущественным механизмом будет огибание, как требующее меньших напряжений τ . Однако, по мере увеличения плотности дислокаций и «зарастания» дислокациями пространства между включениями внешние напряжения, необходимые для осуществления пластической деформации, возрастают и могут достичь значений, определяемых соотношением (3.62). При этом должно произойти разрушение включения.

Рассмотрим схему на рис. 3.37, иллюстрирующую взаимодействие включения с «дислокационной шубой», образованной при огибании включения дислокациями. Взаимодействие происходит в плоскости рис. 3.36, в при образовании нескольких петель на одном из включений.

Видно, что «дислокационная шуба» на включении состоит из нескольких дислокаций, причем по противоположные стороны включения расположены отрезки дислокаций противоположного знака, представляющие собой скопления. На головных дислокациях суммируются напряжения от всех дислокаций скопления, поэтому на включение действуют напряжения среза, многократно превышающие напряжения от отдельных дислокаций. Это значительно повышает вероятность разрушения включения срезом.

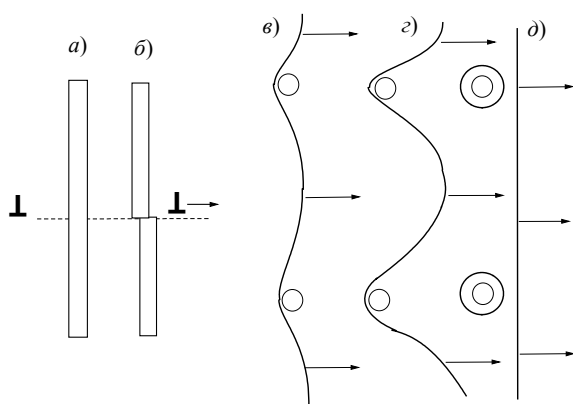


Рис. 3.36. Способы преодоления дислокацией нитевидных включений второй фазы:
а и б – последовательные стадии рассечения (вид сбоку); в – д – последовательные стадии огибания

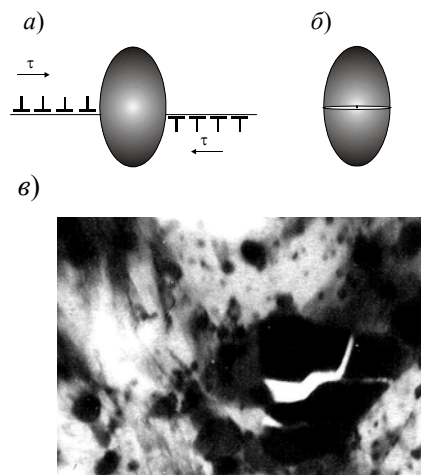


Рис. 3.37. Рассечение включения при взаимодействии с «дислокационной шубой»:
а, б – схема взаимодействия; в – рассечение включения в бериллии

Во-вторых, как видно по (3.62), вероятность рассечения включения повышается с уменьшением теоретической прочности включения $\tau_{\text{вкл}}^*$. Если $\tau_{\text{вкл}}^* > \tau^*$, где τ^* – прочность основного металла, то включения оказывают упрочняющее действие; при $\tau_{\text{вкл}}^* < \tau^*$ присутствие включений может вызвать хрупкость металла из-за счет острых микротрещин, возникающих при рассечении включения. Такие микротрещины являются мощными концентраторами напряжений.

Примерами негативного влияния включений являются интерметаллиды FeBe_{11} и Al-FeBe_4 и оксиды BeO в бериллии, интерметаллиды Cr_3Si и Cr_2Al в хроме, рис. 3.37, в. При $\tau_{\text{вкл}}^* < \tau^*$ включения разрушаются уже при малых степенях деформации, а образованные при этом микротрещины вызывают макроразрушение образца.

3.16. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

Методы, позволяющие наблюдать за отдельными дефектами кристаллической решетки, появились сравнительно недавно, примерно в конце 50-х годов XX столетия, и с тех пор непрерывно совершенствуются. Дадим краткие характеристики основных методов и их физических основ.



Рис. 3.38. Изображение дислокаций, полученное при помощи электронного микроскопа: дислокационный жгут – типичная дислокационная структура для низкотемпературной деформации

Электронная микроскопия. Электронный луч, проходя через образец, отклоняется в области дефекта, причем тем больше, чем сильнее искажение решетки. Вследствие этого на экране, чувствительном к электронным лучам, возникает изображение, по виду которого можно восстановить тип и конфигурацию дефекта. Наиболее простые изображения у дислокаций. Они видны, как тени от нитей (рис. 3.37). Если имеется несколько фотографий одного и того же места, сделанных под различными углами, то можно восстановить всю пространственную конфигурацию дислокации. Есть определенные (по отношению к вектору Бюргерса) углы, при которых изображения дислокации исчезают. Такие фотографии позволяют определить вектор Бюргерса дислокации.

Недостатки метода. Электронные лучи могут пройти через относительно тонкие фольги (0,1—10) мкм. Поэтому перед исследованием образец приходится разрезать и полировать до получения достаточно тонкой фольги. При этом дислокационная структура под влиянием внутренних напряжений и взаимодействия с поверхностью может искажаться.

Вторая трудность заключается в том, что для получения фотографий образец надо уничтожить (разрезать). Поэтому для получения каких-либо закономерностей развития дислокационной структуры требуется выполнить большой объем работы – сделать серию испытаний идентичных образцов, например, задать им различные деформации, а затем все исследовать под электронным микроскопом. Такое исследование сталкивается с третьей принципиальной трудностью метода: большое разнообразие дислокационных структур требует набора большой статистики, иногда до тысячи фотографий каждого образца. Как объем необходимой информации, так и принципы ее статистической обработки не всегда ясны и зависят обычно от физической интуиции экспериментатора.

В настоящее время разрабатываются методы преодоления этих недостатков. Используется облучение материалов с целью закрепления дислокаций и предотвращения изменения структур в процессе приготовления фольги. С помощью этого приема удалось, например, наблюдать скопления из нескольких десятков дислокации в меди, в которой ранее скоплений

не наблюдалось. Другой способ — механические испытания фольг непосредственно под лучом электронного микроскопа позволяет непосредственно наблюдать развитие дислокационной структуры.

Но оказалось, что толщина фольги (0,5 мкм), которую можно просвечивать на микроскопах с ускоряющим напряжением ~ 100 кВ, меньше участка дислокации, совершающего в массивном образце двойное поперечное скольжение. Вследствие этого размножение дислокации в фольге идет не так, как в массивном образце, и дислокационные структуры получаются различными. С целью устранения этого недостатка пошли на увеличение ускоряющего напряжения до 1000 кВ и выше. Этим способом удалось наблюдать кинетику дислокаций, аналогичную кинетике в массивных образцах. Но повышение напряжения приводит к появлению радиационных дефектов. Кроме того, на тонких фольгах трудно измерять напряжение и деформации и невозможно осуществить сложное напряженное состояние. В целом можно сказать, что с помощью электронного микроскопа обследованы все основные типы дефектов и все основные конструкционные материалы. Вместе с тем способ обладает рядом принципиальных и методических трудностей. Разрабатываемые сейчас для преодоления этих трудностей методы еще слишком сложны, дороги и не могут использоваться в широкой практике.

Метод ямок травления. Химический потенциал на поверхности кристалла в точке выхода дислокации отличается от химического потенциала идеальной поверхности. Поэтому скорость травления в этих точках также отличается; обычно в месте выхода дислокации она больше, вследствие чего там образуется острая ямка. Если к кристаллу приложить напряжение, под действием которого дислокация перейдет в соседнюю точку, а затем повторно протравить, то острая ямка образуется в новой точке выхода дислокации. Старая ямка перестанет расти в глубину, но будет расти в стороны, в результате чего превратится в большую плоскодонную ямку (рис. 3.39). Таким образом, метод позволяет наблюдать за перемещениями отдельных дислокаций. Простота и дешевизна сделали этот метод очень популярным.

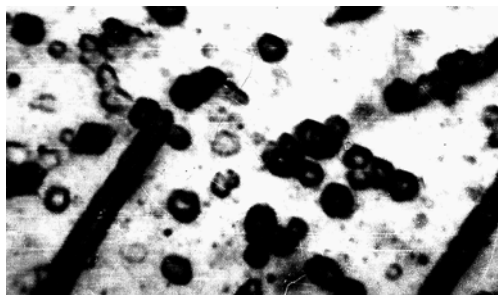


Рис. 3.39. Ямки травления в рении

С его помощью выполнено большинство измерений скорости индивидуальных дислокаций и их скоплений.

Недостатки метода. Минимальный размер ямки травления около одного микрона. Поэтому метод применим только для слабо деформированных тел с небольшой плотностью дислокации $\rho \leq 10^{12} \text{ м}^{-2}$.

Две или более дислокации, расстояния между которыми меньше микрона, вытравливаются как одна ямка. При $\rho > 10^{12} \text{ м}^{-2}$ различить отдельные ямки становится невозможным.

Кроме этих двух методов разрабатывались и некоторые другие, например, рентгеновские. Они имеют еще больше недостатков и более узкий объем информации. Но применение нескольких методов исследования одновременно позволяет обычно получить достаточно полную информации о дислокационной структуре тела и кинетике ее развития. Методики наблюдения дислокации и других дефектов решетки быстро развиваются и совершенствуются.

Итоги главы 3.

1. Дислокации – линейные дефекты кристаллического строения в основном определяют пластические и прочностные свойства металлов. Каждая дислокация создает собственное поле напряжений, обладает упругой энергией и способностью к размножению.

2. Дислокации располагаются преимущественно в плоскостях с минимальными векторами Миллера. Перемещение дислокации в различных кристаллографических плоскостях имеет потенциальный барьер, характерный для каждой из плоскостей. Минимальные напряжения для перемещения дислокаций требуются для совокупности плоскостей с наиболее плотной упаковкой и наибольшим межплоскостным расстоянием. Эти плоскости называются плоскостями легкого сдвига.

При повышенных температурах возможен механизм перемещения дислокаций, связанный с термоактивированным образованием двойных перегибов на линии дислокации и расширением их на всю линию дислокации.

3. Дислокации практически не обладают инерционностью и мгновенно ускоряются при повышении деформирующих напряжений. Максимальная скорость дислокаций приближается к скорости звука в металле.

4. Способность к размножению приводит к увеличению плотности дислокаций во время пластической деформации от $10^{8 \div 10}$ до $10^{15 \div 16} \text{ м}^{-2}$. Повышение плотности дислокаций приводит к повышению энергии системы, поскольку каждая дислокация обладает запасом упругой энергии и создает собственные поля напряжений.

5. При неизменной плотности дислокаций энергия деформированного металла зависит от типа дислокационной конфигурации, которые образуют дислокации (например, хаотическое распределение, дислокационные скопления или стенки), т.е. от типа дислокационной структуры.

4. ПЛОСКИЕ ДЕФЕКТЫ

4.1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Среди плоских дефектов кристаллического строения в металлах можно отметить разнообразные границы раздела и плоские выделения второй фазы, которые возникают в начальные моменты распада пересыщенного твердого раствора. О плоских выделениях будем подробнее говорить во II части настоящего издания, а сейчас основное внимание уделим границам – одному из основных типов дефектов, которые во многом определяют свойства металлов, как прочностные, так и пластические.

Классификация границ достаточно проста. Различают межзеренные и межфазные границы. *Межзеренные* отделяют друг от друга объемы металла размером от долей микрометра до нескольких сантиметров, которые имеют различную кристаллографическую ориентацию (рис.4.1,а). Эти микрообъемы называются зернами или кристаллитами. Порядок чередования атомов в зернах отличается от идеального только присутствием точечных и линейных дефектов кристаллического строения – примесными атомами, вакансиями, дислокациями и др. Встречаются межзеренные границы наклона (рис.4.1, б) и границы кручения или (рис.4.1,в). Тип границы определяется углом и направлением поворота одного зерна относительно другого, который позволяет совместить кристаллографические плоскости соседних зерен. Если такое совмещение произошло, граница практически исчезает. Обычно межзеренные границы имеют компоненты кручения и наклона.

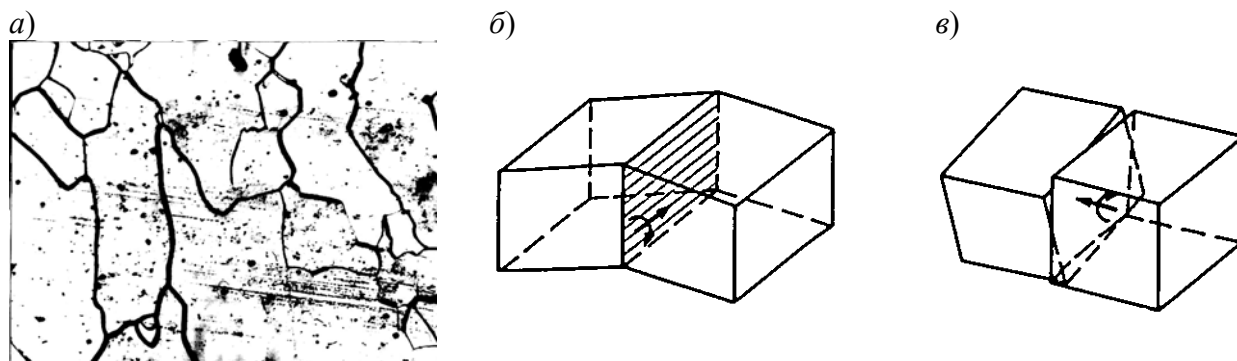


Рис. 4.1. Микроструктура (зерна) рения (а), схематическое изображение границы наклона (б) и кручения (в)

Межфазные границы разделяют отдельные фазы металла, каждая из которых может иметь свой тип кристаллической решетки и их различные параметры. Фазы могут различаться типом межатомной связи.

Если порядок чередования атомов при переходе через границу не изменяется, то в этом случае говорят, что граница *когерентна*. Если порядок чередования нарушен, то такая граница называется *некогерентной*. Преимущественно в металлах встречаются некогерентные границы.

Если угол разориентации соседних зерен более нескольких градусов, то такая граница называется *высокоугловой*, если угол разориентации невелик – от нескольких минут до нескольких градусов, то такая граница называется *малоугловой*. Крупные зерна, разделенные высокоугловыми границами, могут содержать малоугловые границы, которые разделяют друг от друга микрообъемы, называемые *субзернами* или *блоками*.

Малоугловые границы обычно моделируют при помощи дислокационных стенок, причем винтовые дислокации образуют границу кручения, а краевые – границу наклона. На рис. 4.2 представлены дислокационные модели границ наклона и кручения. Решетки двух зерен или субзерен упруго сопрягаются, за исключением тех плоскостей, где оканчиваются экстраплоскости, т.е где находятся дислокации. Если два соседних зерна симметрично наклонены по отношению к плоскости границы, то такая граница называется *симметричной границей наклона*. Если малоугловая граница несимметрична, то это значит, что на ней оканчиваются две группы плоскостей, образующие две серии краевых дислокаций.

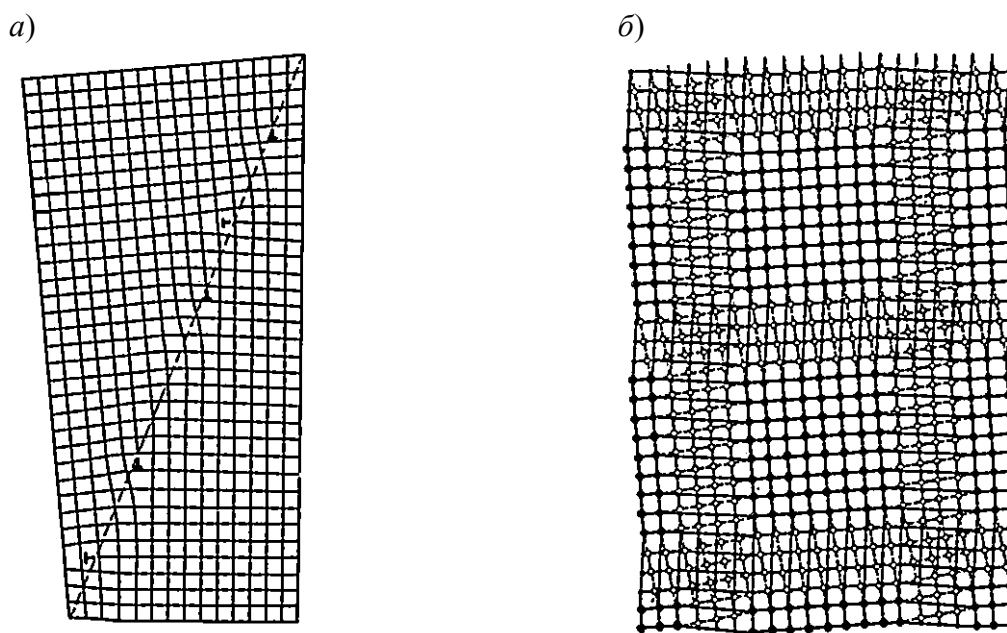


Рис. 4.2. Несимметричная малоугловая граница наклона (а) и граница кручения (б)

Симметричная граница наклона, являющаяся стенкой краевых дислокаций одного знака с параллельными векторами Бюргерса и параллельными плоскостями скольжения, может легко перемещаться при коллективном скольжении всех дислокаций, входящих в стенку (рис.4.3). Такую границу называют *скользящей*.

В более общем случае малоугловой границы она не может скользить из-за непарал-

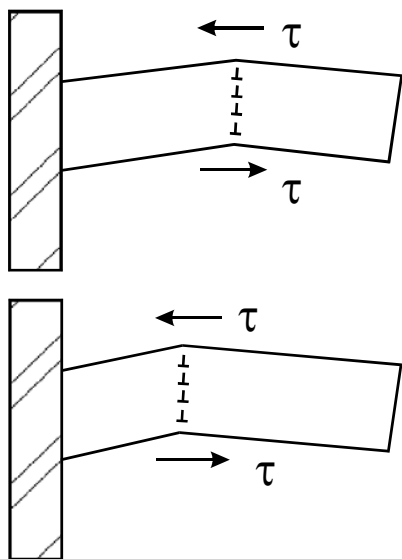


Рис. 4.3. Перемещение малоугловой границы под действием напряжений τ и обусловленная им деформация образца

лельности плоскостей скольжения составляющих ее дислокаций.

Малоугловые границы – стенки дислокаций возникают при росте кристаллов из расплавов, при пластической деформации и при дорекристаллизационном отжиге после холодной деформации. Образование стенок дислокаций, приводящее к подразделению кристалла на субзерна – полигоны (многоугольники), было названо *полигонизацией*.

Если, например, до отжига в изогнутом кристалле дислокации были хаотично распределены по плоскостям скольжения (рис.4.4,а), то в результате отжига при полигонизации они выстраиваются одна над другой в вертикальные стенки (рис.4.4,б). Как видно из сопоставле-

ния рис.4.4,а,б, для выстраивания в стенку необходимо и скольжение, и переползание дислокаций.

Металл, не содержащий границ, называется монокристаллом, а состоящий из множества зерен (кристаллитов) – поликристаллом. Средний размер зерна в деформированном и отожженном металле составляет приблизительно $20 \div 100$ мкм, однако, специальные виды об-

работки, например, угловое прессование или осадка с кручением, позволяют получить размер зерна (которое в этом случае называют фрагментом) до 50 нм.

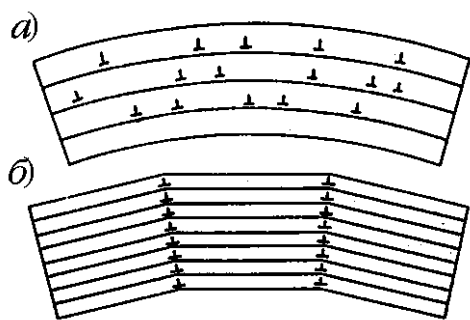


Рис. 4.4. Изменение структуры деформированного металла при нагревании: преобразование сетки хаотических дислокаций (а) в малоугловые границы (б)

Предпринимались попытки создать идеальные монокристаллы металлов, содержащие минимальное количество дефектов. Это очень важно в полупроводниковой промышленности. Однако, все попытки, в том числе и плавки металла на космических станциях, не увенчались успехом – все выплавленные слитки имели некоторое количество малоугловых границ. По-

этому необходимо помнить, что монокристалл, не содержащий границ – это некоторое идеальное состояние, приближение, которое часто используется в теории и на практике.

Самым большим плоским дефектом металла является *свободная поверхность*, ограничивающая со всех сторон объем металла. На этой границе заканчивается правильное чередование атомов, и вдоль всей свободной поверхности все межатомные связи разорваны.

Свободная поверхность характеризуется поверхностной энергией

$$\Delta W_s = \gamma_s s, \quad (4.1)$$

где γ_s – удельная энергия свободной поверхности; s – площадь свободной поверхности.

Удельная энергия свободной поверхности γ_s определяется экспериментально для различных металлов и сплавов; γ_s численно равна работе разрыва межатомных связей на площади 1 м^2 и удаления двух образованных половин на такое расстояние, на котором их взаимодействие не ощущается. Значения удельной поверхностной энергии для некоторых металлов представлены в табл. 4.1. Информацию о значениях удельной поверхностной энергии межзеренных и межфазных границ для различных металлов и сплавов можно найти в многочисленных справочниках. Однако, эта информация часто бывает противоречива и многообразна, поскольку в металле встречаются границы с различной энергией, а исследовать огромное количество границ внутри множества образцов каждого сплава и провести статистическую обработку измерений представляется фантастической задачей.

Для оценочных расчетов в физике прочности существует соотношение, определяющее взаимосвязь теоретической прочности металла τ^* и γ_s , или модуля упругости E и γ_s :

$$\gamma_s \approx 0,5 \tau^* a = 0,5 \frac{Ga}{2\pi(1 - \xi)} = 0,5 \frac{Ea}{4\pi(1 - \xi^2)} \quad (4.2)$$

где E , G – модули упругости и сдвига.

Т а б л и ц а 4.1

Значения удельной энергии межзеренных или межфазных границ для некоторых металлов

Тип границы	Сторона А	Сторона В	Энергия границы, Дж/м ²	Относительная энергия границы
Межзеренная	cu	Cu	0,646	-
Двойниковая	Cu	Cu	0,019	-
Межфазная	Твердая Cu	Жидкий Pb	0,425	-
Межзеренная	Аустенит	Аустенит	0,850	-
Межзеренная	$\alpha(\text{Cu-Zn})$	$\alpha(\text{Cu-Zn})$	-	1
Межфазная	$\alpha(\text{Cu-Zn})$	$\beta(\text{Cu-Zn})$	-	0,78
Межзеренная	$\beta(\text{Cu-Zn})$	$\beta(\text{Cu-Zn})$	-	0,78
Межзеренная	$\alpha(\text{Cu-Sn})$	$\alpha(\text{Cu-Sn})$	-	1,0
Межфазная	$\alpha(\text{Cu-Sn})$	$\beta(\text{Cu-Sn})$	-	0,76
Межзеренная	$\beta(\text{Cu-Sn})$	$\beta(\text{Cu-Sn})$	-	0,82
Межзеренная	$\alpha(\text{Cu-Ag})$	$\alpha(\text{Cu-Ag})$	-	1,0
Межфазная	$\alpha(\text{Cu-Ag})$	$\beta(\text{Cu-Ag})$	-	0,65
Межзеренная	$\beta(\text{Cu-Ag})$	$\beta(\text{Cu-Ag})$	-	0,88
Межзеренная	$\alpha\text{-Fe}$	$\alpha\text{-Fe}$	-	1,0
Межфазная	$\alpha\text{-Fe}$	Fe_3C	-	0,93
Межзеренная	$\gamma\text{-(Fe-Si)}$	$\gamma\text{-(Fe-Si)}$	-	1,0
Межфазная	$\alpha\text{-(Fe-Si)}$	$\gamma\text{-(Fe-Si)}$	-	0,74

Итак, удельная поверхностная энергия γ_s характеризует уровень некомпенсированности межатомных связей вдоль ломаной поверхности раздела. На свободной поверхности все связи разорваны и не компенсированы соседними электронами.

Как мы отмечали ранее, энергия межатомного взаимодействия сводится в основном к электростатическому ион-электронному взаимодействию. Межатомное расстояние практически не может быть менее равновесного r_0 (см. рис. 1.3) из-за невозможности деформации электронных оболочек атомов. В то же время расстояние между ионами и электронами может быть больше равновесного (см. характер кривой на рис. 1.3), но при этом энергия электростатического взаимодействия на границе изменяется по сравнению с энергией идеального кристалла.

Согласно рис. 4.5, на границе возможно изменение концентрации заряженных частиц из-за несовпадения межплоскостных расстояний соседних зерен. Все это приводит к изменению энергии взаимодействия на границе относительно идеальной решетки

$$\Delta W_s = \gamma'_s s \quad (4.3)$$

где в качестве характеристики границы вводится γ'_s – удельная поверхностная энергия границы, s – площадь границы.

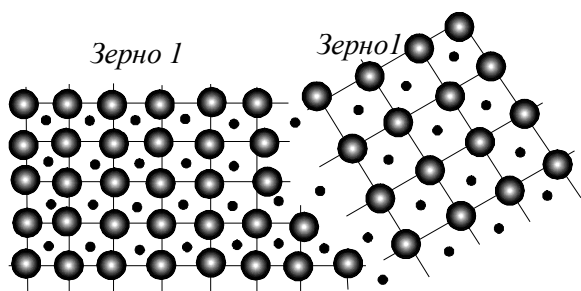


Рис. 4.5. Схема междолинной границы

Введение γ'_s по аналогии с удельной энергией свободной поверхности γ_s позволяет трактовать междолинную или междолинную границу как поверхность раздела зерен или фаз, на которой по сравнению с идеальной кристаллической решеткой часть межатомных связей не компенсирована из-за нарушения среднего радиуса взаимодействия

«ион-электрон» или изменения заряда взаимодействующих частиц, приходящихся на один атомный объем, см. рис. 4.5. Этой трактовки границы и будем придерживаться в дальнейшем.

Поскольку границы обладают избыточной энергией (4.3) по сравнению с идеальной кристаллической решеткой, то можно сделать два важные замечания:

1. В соответствии с соотношением Гельмгольца энергия ΔW_s вызывает изменение напряжений в рассматриваемом микрообъеме

$$\Delta \sigma_{sp} = - \frac{\partial}{\partial v} (\Delta W_{sp}) = - \frac{\partial (\gamma'_s s)}{\partial v} \quad (4.4)$$

2. В соответствии с принципом минимума энергии, который выполняется для любой термодинамической системы, металл стремится обеспечить условие $\Delta W_s \rightarrow \min$, а в пределе $\Delta W_s \rightarrow 0$. Следовательно, можно ожидать, что в результате самопроизвольных внутренних процессов, развивающихся в металле во времени, границы зерен, перемещаясь, должны по-

кидать металл. Уменьшение протяженности внутренних границ – это увеличение размера зерна или фазы.

4.2. РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ГРАНИЦАХ В МЕТАЛЛАХ

Первые работы, в которых были высказаны гипотезы о строении границ зерен, были высказаны, очевидно, в начале XX века. В работах Розенгейна, Билби, Осмонда и др. высказаны предположения, что межзеренные высокоугловые границы представляют собой прослойки аморфного металла, «цементирующие», скрепляющие отдельные зерна. В модели Ке предполагалось, что граница представляет собой слой переохлажденной жидкости. Согласно этой модели энергия границы определяется как скрытая теплота плавления при соответствующей температуре плюс две энергии раздела «твердое тело - жидкость». Для слоя в три атомных диаметра эта энергия оказывается равной $0,5 \text{ Дж/м}^2$, что достаточно близко к экспериментальным данным. Возможность существования жидкой фазы в твердом теле вытекает из уравнения Клаузиуса-Клапейрона

$$\frac{dT}{dP} = \frac{T\Delta v}{Q_{\text{пл}}},$$

где Δv – изменение объема при плавлении; $Q_{\text{пл}}$ – скрытая теплота плавления.

Из этого выражения следует, что для нормальных веществ, для которых объем при плавлении увеличивается, сохранить жидкость ниже температуры плавления можно, приложив к ней «отрицательное» давление – всестороннее растяжение. Это согласуется с представлениями о наличии в поверхностных слоях растягивающих напряжений и о «рыхлости» границы зерен.

По Мотту структура высокоугловой границы представляет собой островки хорошего сопряжения решеток зерен, которые «плавают» в море разориентированного материала. Модель Мотта создана для описания миграции границ и зернограницного проскальзывания. Кинетика этих процессов определяется плавлением островков хорошего сопряжения на стороне границы, прилегающей к зерну с большей энергией, и кристаллизацией их на противоположной стороне. Такая детализация позволяет сразу найти энергию и энтропию процесса – это соответственно энергия и энтропия плавления, а единственный параметр – размер островков.

Джифкинс, уточняя модель Мотта, представлял разупорядоченную область как концентрированный раствор вакансий в кристалле. В этом случае энергия границы должна быть связана с избыточными вакансиями и с упругими деформациями, сопровождающими островки хорошего сопряжения. Оценки дают размер островков – $5 \div 10$ атомов.

По Смолуховскому малоугловые границы являются чисто дислокационными; увеличение угла разориентации зерен и переход от малоугловых к высокоугловым границам проис-

ходит путем объединения дислокаций и образования островков плохого сопряжения, число которых растет с углом разориентации до тех пор, пока вся граница не будет представлять

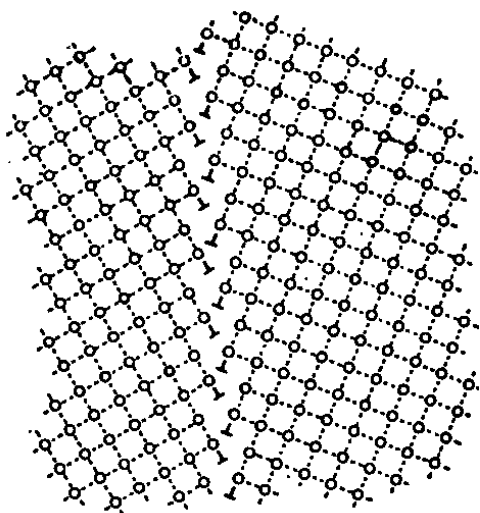


Рис. 4.6. Дислокационная модель высокоугловой границы

собой область плохого сопряжения. Это происходит при углах разориентации $\sim 35^\circ$. Идеи Смолуховского развил Ли, распространив дислокационную модель границы на большие углы. Он показал, что, начиная с некоторого угла разориентации, ядра дислокаций перекрываются и образуют аморфную границу, свойства которой не меняются в широком диапазоне углов разориентации. Критический угол разориентации, выше которого граница является чисто аморфной, составляет $\sim 37^\circ$, что практически совпадает со значением, найденным Смолуховским ($\sim 35^\circ$) и полученным из диффузионных измерений. Таким образом, «аморфные» теории

рассматривали высокоугловую границу как постоянный по своим свойствам объект. Зависимость характеристик границ от разориентации если и разрешалась, то не дальше предсказания некоторого угла полной аморфизации; ориентационная зависимость для этих теорий лишена особых точек.

В 1929 г. появилась работа Харгривса и Хилла, предполагающая наличие у границы зерна структуры, обусловленной ориентацией образующих границу зерен (модель переходной решетки). В этой модели граница является слоем толщиной $1\div 2$ атомных диаметра, в котором атомы занимают такие положения (компромиссные между положениями узлов решеток соседних зерен), при которых их потенциальная энергия в переходном (пограничном) слое минимальна. Естественно, что и строение, и поведение границы – переходной зоны зависят от разориентации соседних зерен. На эту работу опираются современные представления о межзеренных и межфазных границах.

К настоящему времени достигнут значительный прогресс в понимании атомного строения высокоугловых границ благодаря экспериментальным исследованиям с помощью приборов, которые позволяют обеспечить большие увеличения и высокое разрешение – ионный проектор и электронная микроскопия высокого разрешения. Значительный вклад в изучение границ внесло компьютерное моделирование энергетически выгодных координат атомов на границе.

Экспериментально показано, что ширина границ зерен в чистых металлах не превышает двух–трех атомных диаметров.

В основе современных представлений о границах в металле лежит так называемая модель решеток совпадающих узлов (PCY), введенная в рассмотрение в 1949 г. Кронбергом и Уилсоном. В этой работе было впервые показано, что при определенных (особых или специальных) параметрах разориентации одного кристаллита относительно другого часть узлов кристаллической решетки одного из них может совпадать с положениями узлов кристаллической решетки другого. При этом принимается, что граница, проведенная между такими кристаллами по плоскости, содержащей совпадающие узлы, будет обладать упорядоченной структурой, период которой отличается от периода решетки составляющих границу кристаллов. Такая *специальная* граница должна обладать особыми свойствами, резко отличающими ее от *произвольных* границ, не отвечающих специальной ориентации. Например, специальные границы отличаются пониженной энергией, рис. 4.7.

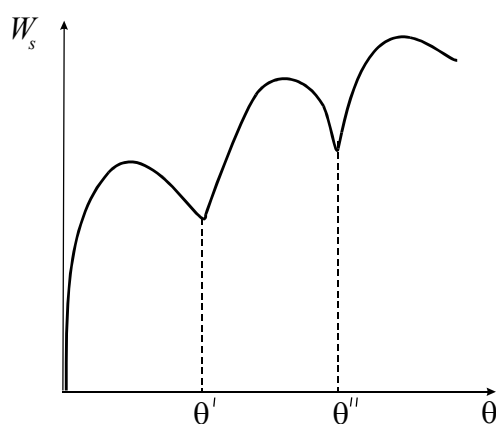


Рис. 4.7. Зависимость энергии границ W_s от угла разориентации зерен θ

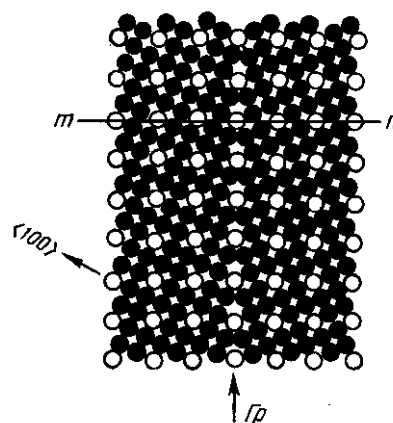


Рис. 4.8. Специальная граница Гр совпадающих узлов (светлые кружки) между зернами с простейшей кубической решеткой, развернутыми на угол $36,9^\circ$ вокруг оси $\langle 001 \rangle$

При развороте двух одинаковых решеток вокруг общей кристаллографической оси на определенный угол часть одной решетки совпадает с узлами другой решетки. Такие *совпадающие узлы*, например, вдоль прямой $m\pi$ на рис. 4.8, образуют свою трехмерную «сверхрешетку» – общую для обоих зерен *решетку совпадающих узлов* (PCY). Характерным дискретным углом поворота соответствует определенная *плотность совпадающих узлов*, т.е. их доля по отношению ко всем узлам решетки металла. Например, на рис. 4.8 при угле поворота $36,9^\circ$ вокруг оси $\langle 001 \rangle$ PCY образована каждым пятым атомом соседних зерен, т.е. плотность совпадающих узлов равна $1/5$.

Для характеристики PCY чаще используют *обратную плотность совпадающих узлов* Σ – число узлов решетки металла, приходящаяся на один совпадающий узел в общей сверхрешетке. Например, в случае, изображенном на рис. 4.8, $\Sigma = 5$.

При любой разориентации решеток соседних зерен можно найти некоторое число совпадающих узлов. Но при низкой их плотности понятие об общей сверхрешетке практически

теряет смысл для анализа строения границ зерен. Обычно рассматривают решетки совпадающих узлов при значениях Σ в интервале от 3 до 25 (при $\Sigma=1$ угол разориентации равен нулю).

Если граница зерен располагается вдоль плоскости с максимальной плотностью совпадающих узлов в РСУ (см. рис. 4.8), то из-за большого числа атомов, принадлежащих одновременно двум решеткам соседних зерен, структура границы совпадающих узлов весьма совершенна и соответственно ее энергия минимальна. Такая граница является специальной. В модели РСУ плоскость специальной границы параллельна плоскостям РСУ с низкими индексами.

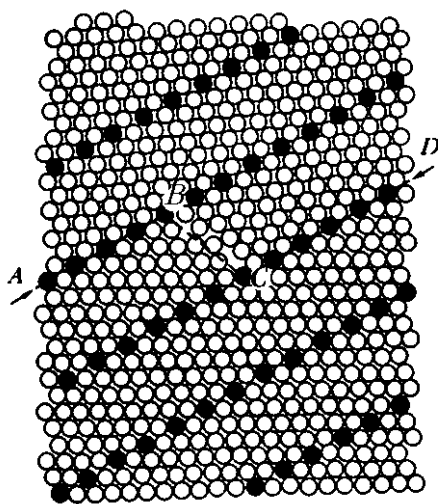


Рис. 4.9. Фасетированная ступенчатая граница $ABCD$ между двумя зернами с ОЦК решеткой, развернутой на угол $50,5^\circ$ вокруг оси $\langle 110 \rangle$

С увеличением угла разориентации соседних зерен энергия границы между ними проходит через минимумы, соответствующие специальным границам, см. рис. 4.7, при углах θ_1, θ_2 .

Если граница зерен находится под небольшим углом к плотноупакованной плоскости РСУ, то она может иметь ступенчатое строение, рис.4.9, что обеспечивает минимум энергии. При этом граница стремится расположиться большей частью своей поверхности в плоскостях с максимальной плотностью совпадающих узлов, где наиболее совершенно сопряжение решеток двух зерен, минимальны энергия и ширина границы (участки AB и CD на рис. 4.9).

Эти плоские участки границ (фасетки) соединены ступенькой (BC). Число ступенек на единице длины границы тем больше, чем сильнее ее макроскопическая разориентация отклоняется от плоскости с наибольшей плотностью совпадающих узлов.

На рис. 4.9 видно, что вдоль ступеньки BC решетки соседних зерен плохо сопряжены и граница здесь, согласно схеме, шире. Таким образом, рассматриваемая фасетированная граница представляет собой чередование хорошего и плохого сопряжения решеток соседних зерен, причем плохое сопряжение сосредоточено на небольших участках (ступеньках).

Если атомы считать жесткими сферами, то нерелаксированная идеальная граница совпадающих узлов не может соответствовать минимуму энергии. На рис. 4.10 показаны физически невозможные перекрытия атомов – жестких сфер двух зерен справа от узлов совпадения A и B и участки отсутствия контакта зерен между этими узлами (большой избыточный объем на границе по сравнению с совершенной решеткой внутри зерен).

Границу совпадающих узлов можно рассматривать как состоящую из одинаковых сегментов (AB на рис. 4.10 или P на рис. 4.11,а), являющихся «единицей повторяемости» двумерной периодической структуры.

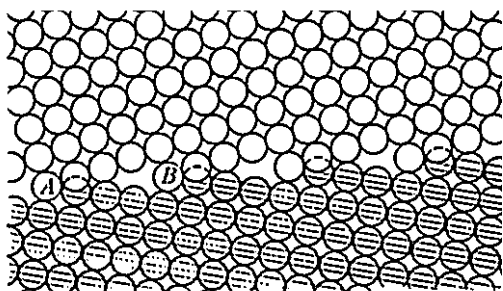


Рис. 4.10. Граница совпадающих узлов между двумя зернами ($\Sigma=17$)

Чтобы в пределах сегмента P (рис.4.11) уменьшить сумму энергий парных взаимодействий атомов соседних кристаллов, необходимо, как показывают расчеты, сместить кристаллы один относительно другого (без вращения), выведя границу из положения совпадающих узлов. При такой «жесткой релаксации» каждый атом остается в узле решетки своего кристалла. Следует отметить, что хотя границы совпадающих

узлов после указанного смещения зерен уже не существует, периодичность строения границы сохраняется и сохраняется *сегмент повторяемости* P (рис.4.11), равный соответствующему сегменту в идеальной границе совпадающих узлов (рис.4.10).

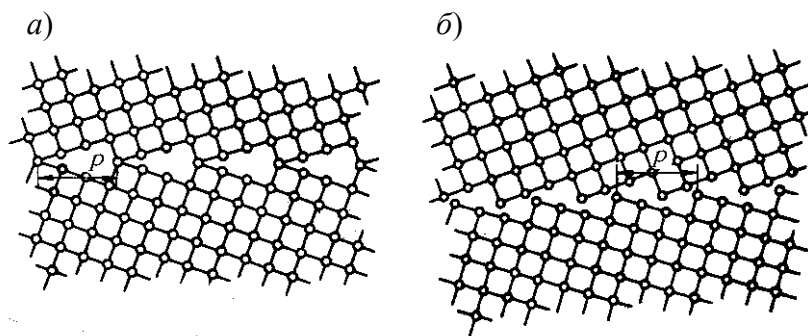


Рис. 4.11. Наклонная граница $37^\circ \langle 001 \rangle$ между зернами с кубической решеткой в положении совпадения (а) и после жесткой релаксации (б)

Сумма энергий парных взаимодействий атомов в пределах каждого сегмента P дополнительно уменьшается при индивидуальных смещениях атомов из исходных узлов так, чтобы улучшился контакт соседних зерен вдоль сегмента повторяемости (такая релаксация отдельных атомов на рис. 4.11 не показана). При этом по обе стороны от границы решетка должна деформироваться на расстояние, соизмеримое с длиной сегмента P . Избыточная энергия (в расчете на единицу площади границы) тем меньше, чем меньше сегмент повторяемости.

Таким образом, хотя реальная структура границ и не описывается моделью совпадающих узлов, особые ориентационные соотношения решеток соседних зерен определяют малую величину сегмента повторяемости в периодической структуре границ и обуславливают тем самым их особые свойства.

Развитие методов компьютерного моделирования позволило сделать прийти к заключению, что все без исключения высокоугловые границы состоят из характерных структур-

ных единиц – сравнительно плотноупакованных атомных группировок с определенным расположением атомов. Например, атомы внутри одной структурной единицы границы могут располагаться по вершинам полиэдров двух и более видов, состыкованных один с другим в определенной последовательности.

Специальные границы, состоящие из структурных единиц одного типа, называют *предпочтительными*. У них есть короткий сегмент повторяемости (несколько атомных диаметров), т.е. они являются «короткопериодными». Произвольные высокоугловые границы можно представить в виде повторяющегося набора в разной пропорции структурных единиц двух типов, т.е. они являются «длиннопериодными». С изменением угла разориентации зерен непрерывно изменяется набор структурных единиц, из которых состоит высокоугловая граница.

Здесь уместно заметить, что все рассмотренные модели являются не более, чем моделями и лишь приблизительно описывают все возможное разнообразие взаимного расположения атомов соседних зерен вблизи границы.

Существуют более «продвинутые» модели межзеренных границ. К ним относятся *полная решетка наложений* (ПРН), *решетка зернограницных сдвигов* (РЗС), *нуль-решетка*. Существует обобщенная модель решеток РСУ-ПРН для межзеренных и межфазных границ.

4.3. ЗЕРНОГРАНИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ

Представления о *зернограницных дислокациях* (ЗГД) были введены для того, чтобы описать атомный механизм *зернограницного скольжения* (*проскальзывания*) – смещения од-

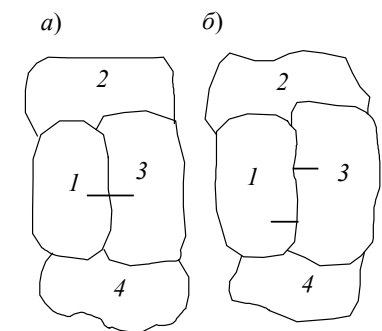


Рис. 4.12. Смещение рисок, нанесенных на межзеренную границу: а – исходное положение; б – после деформации

ного зерна относительно другого под действием напряжений. Это явление наблюдается при горячей деформации с малыми скоростями и подробно исследовалось при изучении сверхпластической деформации (СПД). Схематически смещение границ зерен во время СПД показано на рис. 4.12.

Теория СПД, основанная на представлениях о межкустальной деформации. В настоящее время принимается многими исследователями как теория, наиболее полно описывающая поведение металлов при СПД.

Скольжение по границам – пока единственный механизм, который непосредственно объясняет появление очень больших деформаций, сохранение равноосной структуры, поворот зерен и изменение текстуры, наблюдаемые во время сверхпластической деформации.

Считается, что поворот зерен может наступить в тот момент, когда напряжение сдвига, действующее по границам, не уравновешено, вследствие чего возникает момент, поворачи-

вающий зерна. Это наблюдается в тех случаях, когда в двухфазном сплаве сопротивление зернограничному скольжению отличается от сопротивления внутризеренному, или когда существует разница в процессах аккомодации по границам зерен разного типа или когда есть различие в строении границ.

Согласно теории зернограничного скольжения, границу зерна уподобляют некоторой плоскости, которая имеет вполне определенные кристаллографические направления, отвечающие векторам Бюргерса в зернах. В этих плоскостях лежат дислокации, которые, перемещаясь, приводят к деформации металла. Если на границе присутствуют различные «нерегулярности» в виде ступенек, пор, тройных стыков и т.п., которые препятствуют скольжению, то в этом случае требуются дополнительные аккомодационные механизмы переноса массы диффузией или «диффузионным скользящим» движением дислокаций. Называют обычно три дополнительных механизма, контролирующих скорость скольжения по границам: движение атомов, переползание и скольжение дислокаций вблизи границы, переползание и скольжение зернограничных дислокаций.

Как принято считать в последнее время, скольжение по границам зерен является процессом, обусловленным перемещением так называемых зернограничных дислокаций. Существование такого рода дефектов экспериментально строго не подтверждено, однако многие специалисты по механизмам пластической деформации (Т. Лэнгдон, К. Хортон, Н. Томпсон, К. Биверс, Е. Хорнбоген, П. Чаудхари, М. Грабский и др.) считают, что те аргументы, которые когда-то были выдвинуты для подтверждения точки зрения, что скольжение в кристалле происходит не из-за жесткого перемещения одной части кристалла по отношению к другой, а путем распространения «волн скольжения», или дислокаций, справедливы также и для зернограничного скольжения.

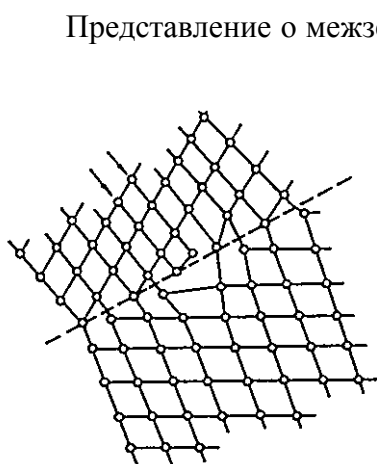


Рис. 4.13. Модель строения границы зерна со скользящей зернограничной дислокацией. Стрелками отмечены две экстраплоскости

индексы Миллера, оказалось достаточно удобным для того, чтобы обосновать существование ЗГД, как имеющих свои свойства и закономерности скольжения. Граница имеет, как уже отмечалось, периодическое строение. Зернограничная дислокация отделяет ту часть межзеренной границы, где сдвиг уже произошел и восстановилось исходное периодическое строение границы, от той части, где он еще не начался. На рис. 4.13 показана краевая ЗГД, являющаяся областью линейного несовершенства на границе зерен вокруг края двух «лишних» полуплоскостей в верхнем зерне. Вектор Бюргерса такой ЗГД лежит в плоскости границы, и ЗГД может скользить в этой

плоскости. При скольжении ЗГД в каждый момент времени участвуют только те атомы, которые находятся в области ядра дислокации. Продвижение одной дислокации по поверхности раздела соседних зерен вызывает их взаимное смещение на величину вектора Бюргерса ЗГД. Здесь наблюдается полная аналогия со скольжением дислокаций внутри зерен, которые, для отличия от *зернограницных*, называют *решеточными* дислокациями.

Кроме полных ЗГД, после продвижения которых восстанавливается исходная структура высокоугловой границы, существуют частичные ЗГД, скольжение которых приводит к изменению строения границы.

Периодическая структура границ зависит от взаимной кристаллографической разориентации зерен и ориентации самой границы, поэтому ЗГД могут иметь разнообразные векторы Бюргерса. Вектор Бюргерса ЗГД в специальных границах тем меньше, чем меньше Σ .

Консервативное движение (скольжение) ЗГД, не связанное с переносом массы, возможно только на плоских участках границы зерен, на которых вектор Бюргерса и линия ЗГД находятся в плоскости границы. Так вся граница зерен не идеально плоская, то ЗГД могут перемещаться на значительные расстояния вдоль границы только при сочетании скольжения и переползания.

Переползание ЗГД связано с испусканием или абсорбцией вакансий. Соответственно высокоугловая граница, содержащая такие ЗГД, служит эффективным источником или стоком вакансий и других точечных дефектов, причем произвольная граница является более эффективным источником или стоком вакансий, чем специальная.

Зернограницные дислокации подразделяют на два вида – *собственные* (вторичные) и *несобственные* (внесенные) ЗГД. Собственные ЗГД являются элементом структуры границы. Сетка собственных дислокаций выполняет аккомодационную роль, приспособлявая структуру границы к реальной разориентации зерен, которая может отличаться от идеальной границы совпадающих узлов. Такая сетка собственных ЗГД обеспечивает минимум энергии высокоугловий границы при отклонении ориентации решеток соседних зерен от специальной. В этом смысле собственные ЗГД являются «равновесными линейными дефектами структуры высокоугловой границы».

Расстояние между собственными ЗГД в их равновесной сетке обратно пропорционально углу отклонения от специальной ориентации.

Несобственные ЗГД образуются в результате взаимодействия границы с решеточными дислокациями. При повышенных температурах граница может абсорбировать захваченные решеточные дислокации, которые могут диссоциировать не несколько внесенных ЗГД. Такая диссоциация происходит в том случае, если она энергетически выгодна и приводит к умень-

шению упругих полей напряжений. Разность энергий при этом выходит в окружающую среду в виде теплоты.

4.4. НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ

Межзеренные или межфазные границы в металле обладают поверхностной энергией $W_s = \gamma'_s s$, а следовательно, согласно соотношению Гельмгольца (1.4), создают собственные поля напряжений

$$\sigma_{\text{гр}} = -\frac{\partial W_s}{\partial v} = \frac{\partial(\gamma'_s s)}{\partial v} \quad (4.5)$$

Если считать, что объем системы $v = sr$, где r – толщина рассматриваемого объема, то

$$\sigma_{\text{гр}}(r) = -\frac{\gamma'_s}{r} \quad (4.6)$$

Таким образом, граница, как и любой другой дефект кристаллического строения, создает вблизи себя поле напряжений, которое обуславливает ее избирательное травление в химических реактивах или дифракцию ускоренных электронов в колонне электронного микроскопа, что мы наблюдаем при исследовании структуры металла, см. рис.4.1,а. Как видно по (4.6), напряжения, создаваемые границей, обладают следующими свойствами:

- являются дальнедействующими, поскольку убывают медленно и пропорционально $1/r$;
- пропорциональны значению удельной энергии границы γ'_s ;
- поле напряжений от действия границ симметрично и имеет противоположные знаки по разные стороны границы (рис.4.14).

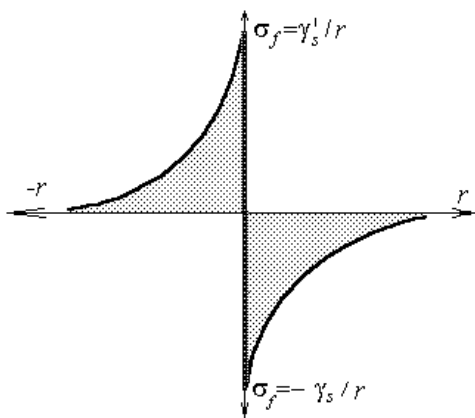


Рис. 4.14. Схема действия напряжений от границ зерен

Можно полагать, что напряжения $\sigma_{\text{гр}}(r)$ достигают максимальных значений при $r = a_{\text{гр}}$. В дальнейших расчетах будем принимать, $a_{\text{гр}} \approx 1,1a$, т.е. среднее межатомное расстояние через границу не слишком отличается от параметра решетки. Тогда

$$\sigma_{\text{гр}} = \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}} \quad (4.7)$$

Отметим, что присутствие в металле напряжений от границ зерен или фаз достаточно очевидно, однако на этот факт практически не обращали внимания. Констатация данного факта пригодится нам в дальнейшем, поскольку поможет разобраться в механизмах взаимодействия дефектов между собой и с полями внешних напряжений. При отсутствии большого

числа дислокаций, основная генерация которых происходит во время пластической деформации, поля напряжений от границ – основные составляющие внутренних напряжений, создаваемых дефектами кристаллического строения. Они являются тем «каркасом внутренних напряжений», который поддерживает форму металла.

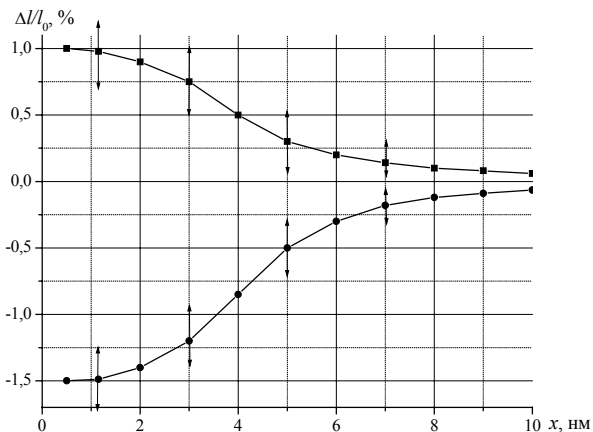


Рис. 4.15. Экспериментальная зависимость изменения межплоскостного расстояния кристаллической решетки $\Delta l/l_0$ от расстояния от границы в двух зернах нанокристаллического никеля

Современные исследования структуры металла при помощи электронных микроскопов высокого разрешения позволили подтвердить тот факт, что характер изменения напряжений, создаваемых границами, близок к (4.6). На рис. 4.15 представлена зависимость деформации приграничных участков металла по мере удаления от границы (экспериментальные данные Р.З. Валиева и Р.Ш. Мусалимова).

Если считать (с учетом доверительного интервала экспериментальной зависимости на

рис. 4.15), что деформация металла вблизи границы $\Delta l/l_0=0,0125$, а модуль упругости никеля $E=220$ ГПа, то упругие напряжения вблизи границы составляют $\sigma_{гр}=2750$ МПа. В соответствии с (4.7) $\gamma'_s=2750 \cdot 10^6 \cdot 1,1 \cdot 3,52 \cdot 10^{-10}=1,065$ Дж/м², т.е. исследованная граница в нанокристаллическом никеле имеет достаточно высокую удельную энергию.

При условии $\gamma'_s = \gamma_s$ межзеренная граница приобретает статус свободной поверхности. Как следует из (4.6), свободная поверхность, как и межзеренная граница, создает поле напряжений. Таким образом, свободная поверхность – гигантский дефект, окружающий металл. Как мы отмечали ранее, все внутренние напряжения в металле вызваны изменением характера электростатического взаимодействия между заряженными частицами. В этом случае образование поверхности и разрыв вдоль нее межатомных связей приводят к релаксации поверхностных атомов с изменением расстояния ион-электронного взаимодействия. В связи с действием вблизи свободной поверхности напряжений (4.6) ее свойства отличаются от свойств остального металла.

4.5. ОБРАЗОВАНИЕ НОВЫХ ГРАНИЦ ВО ВРЕМЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Границы, разделяющие отдельные различно ориентированные микрообъемы в металлах возникают различными способами. Наиболее изученным является возникновение границ при кристаллизации металла из расплавленного состояния в твердое. В жидком металле воз-

никают различно ориентированные кристаллические зародыши, которые растут в определенных направлениях до встречи с другим зародышем. Геометрическое место (поверхность) стыковки двух выросших зародышей и являются границей. Таким образом, в момент кристаллизации в металле возникают внутренние напряжения (4.6), создаваемые границами. Эти напряжения зависят от упругих свойств среды, поскольку значения γ_s' обусловлены значением модуля упругости в соответствии с (4.2). Соответственно, напряжения (4.6) зависят от температуры металла таким же образом, как и модуль упругости.

Новые границы в дополнение к тем, которые образовались при кристаллизации, могут возникать при полиморфных или фазовых превращениях, в том числе при мартенситных превращениях. В момент их возникновения появляются внутренние напряжения (4.6), которые зависят от температуры металла.

Довольно давно было обнаружено, что новые границы образуются и во время пластической деформации металла. Образование новых границ означает увеличение общей их протяженности и, соответственно, уменьшение среднего размера зерен. Пластическая деформация может стимулировать и протекание фазового превращения и появления новых межфазных границ. Рассмотрим условия возникновения новой межзеренной границы во время пластической деформации.

Образование новой границы фактически определяет переход рассматриваемого микрообъема металла в новое структурное состояние, а сама граница деформационного происхождения является новым структурным элементом. Появление границы связано с преобразованием упругой энергии, накопленной в металле во время пластической деформации за счет генерации дефектов кристаллического строения, в поверхностную энергию новой границы.

Отметим, что подразделение энергий дефектов кристаллического строения на поверхностную и упругую условно, поскольку в обоих случаях речь идет об энергиях электростатических ион-электронных взаимодействий, которые могут отличаться в бездефектном кристалле и вблизи дефекта (дислокации, границы, примесного атома и др.) из-за изменения величины заряда или радиуса взаимодействия.

Превращение упругой энергии в поверхностную энергию было рассмотрено еще Гриффитсом при выводе критерия разрушения в 20-30 гг XX столетия. В своих рассуждениях он полагал, что упругая энергия, накопленная в материале во время деформации $w_1 = \sigma^2 c^3 / 2E$ (здесь w – энергия, c – размер трещины), преобразуется при разрушении в энергию свободной поверхности $w_2 = 2\gamma_s c^2$, для характеристики которой предложил использовать удельную поверхностную энергию γ_s .

Итак, упругая энергия дефектов, накопленная во время деформации, трансформируется в поверхностную энергию границы γ_s' . Если удельная энергия свободной поверхности γ_s обу-

словлена разрывом всех межатомных связей, то энергия границы γ_s' является следствием частичного разрыва межатомных связей за счет несовпадения узлов решетки различных зерен или фаз. Чем больше некомпенсированных межатомных связей, тем выше значение удельной энергии границы γ_s' .

Не вдаваясь в сложности микромеханизмов образования границ, обратим внимание лишь на сам факт их возникновения и рассмотрим термодинамическое условие возможности осуществления данного процесса.

Пусть в исходном состоянии система объемом v , окруженная остальным объемом V , к моменту образования новой границы характеризуется энергией

$$\Delta W_1 = \Delta\sigma v + \sigma\Delta v + \Delta\sigma_s v, \quad (4.8)$$

где $\Delta\sigma v + \sigma\Delta v = A$ – работа пластической деформации, связанная с изменением объема системы Δv и давления в ней (внешних напряжений) $\Delta\sigma$; $\Delta\sigma_s v$ – упругая энергия напряжений, создаваемых дефектами кристаллического строения. Обратим внимание, что упругая энергия дефектов кристаллического строения $\Delta\sigma_s v$ присутствует в металле и при отсутствии внешних напряжений.

При некотором значении деформации ε в объеме v возникает новая граница, которая характеризуется поверхностной энергией γ_s' . Энергия системы при этом может быть записана в виде

$$\Delta W_2 = \gamma_s' s = \gamma_s' \frac{v}{a_{\text{гп}}}, \quad (4.9)$$

где s – площадь новой границы; $a_{\text{гп}}$ – толщина границы, представляющая собой среднее расстояние между атомами соседних зерен через новую границу. В предыдущем разделе мы приблизительно приняли, что $a_{\text{гп}} \approx 1,1a$, где a – среднее межатомное расстояние в данном металле.

Общее изменение энергии системы можно записать в виде

$$\Delta W_{\Sigma} = \Delta W_2 - \Delta W_1 = \gamma_s' s - \Delta\sigma v - \sigma\Delta v - \Delta\sigma_s v \quad (4.10)$$

Для определения момента, когда образование новой границы становится энергетически выгодным, используем условие Гельмгольца (1.4). Пренебрегая величинами второго порядка малости по сравнению с остальными, получим условие образования новой границы в виде

$$\Delta\sigma - \Delta\sigma_s \geq \frac{\gamma_s'}{a_{\text{гп}}}. \quad (4.11)$$

Соотношение (4.11) можно считать критерием образования новых границ. Он показывает, что новая граница в объеме металла может образоваться, когда сумма напряжений в металле от действия внешних сил $\Delta\sigma$ и напряжений $\Delta\sigma_s$, связанных с присутствием дефектов

кристаллического строения, превысит критические значения $\frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}}$. Эти напряжения называют *энергетическим барьером образования границ*.

Напряжения $\gamma'_s/a_{\text{гр}}$ представляют собой напряжения типа лапласовых γ'_s/r , где r – радиус кривизны поверхности. Отметим, что чем меньше межатомных связей на границе нарушено, тем меньше энергия границы и тем легче ей образоваться.

По данным справочников для многих металлов значения удельных поверхностных энергий межзеренных и межфазных границ составляют $\gamma'_s = (0,15 \div 0,65)\gamma_s$. Оценим возможность образования новых границ в металлах при пластической деформации, например, для никеля и алюминия, полагая $\gamma'_s = 0,15 \gamma_s$.

Для никеля при $\gamma'_s = 0,15\gamma_s = 0,216 \text{ Дж/м}^2$, $a_{\text{гр}} = 0,242 \text{ нм}$ условие образования границ выполняется при действии напряжений $\Delta\sigma = 450 \div 500 \text{ МПа}$, что при известной кривой растяжения $\sigma(\epsilon)$ соответствует деформации $\epsilon_{\text{кр}} = 35 \div 40 \%$.

Для алюминия при $\gamma'_s = 0,15\gamma_s = 0,156 \text{ Дж/м}^2$, $a_{\text{гр}} = 0,278 \text{ нм}$ условие образования границ выполняется при $\Delta\sigma = 260 \div 270 \text{ МПа}$, что соответствует $\epsilon_{\text{кр}} \approx 80 \div 90 \%$.

Если сравнить значения $\epsilon_{\text{кр}}$, при которых возможно образование новой межзеренной границы с энергией $\gamma'_s = 0,15\gamma_s$, со степенями деформаций, при которых наблюдали появление границ в экспериментальных работах, то можно отметить хорошую сходимость расчетных и опытных данных.

Согласно критерию (4.11), при больших деформациях, когда деформирующие напряжения и деформационное упрочнение велики, могут возникать границы с высоким значением γ'_s . Если в выражении (4.10) $\Delta W_{\Sigma} < 0$, то при образовании новой границы избыточная энергия, не участвующая в образовании новой границы, выделяется в виде тепла в окружающее пространство. Следовательно, появление новой границы может быть актом частичной релаксации напряжений.

4.6. УПРОЧНЯЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ГРАНИЦ ЗЕРЕН

Исследование влияния размера зерна на предел текучести $\sigma_{\text{т}}$ металлов позволило накопить достаточно богатый экспериментальный материал. Полученные опытным путем зависимости достаточно хорошо описывались математической зависимостью вида

$$\sigma_{\text{т}} = \sigma_0 + \frac{K}{\sqrt{d}}, \quad (4.12)$$

где σ_0 учитывает упрочнение за счет других причин; K – коэффициент упрочнения за счет границ; d – средний диаметр зерна.

Это соотношение было предложено Петчем и Холлом и носит их имя. Таким образом, зависимость (4.12) является аппроксимацией экспериментальных данных, которая достаточно хорошо работает при размерах зерна от 10 до 200 мкм. Отметим, что влияние границ зерен, как дефектов кристаллического строения, на прочность металла сводится обычно не к протяженности границ, а к размеру зерна, с которым протяженность границ связана квадратичной зависимостью.

Дадим качественное объяснение влиянию границ. Относительно направления действия внешних напряжений зерна в металле ориентированы различно. Преимущественное скольжение в них происходит по различным направлениям относительно внешних напряжений. Для того, чтобы обеспечить неразрывность деформации соседних зерен (без образования трещин) в приграничных областях должно работать не менее пяти систем скольжения (правило Мизеса-Тейлора). Вследствие этого в приграничных участках плотность дислокаций, а следовательно и упрочнение от их взаимодействия с границами и между собой, выше, чем в областях зерна, удаленных от границ. Толщина этих, так называемых аккомодационных зон, где происходит «приспособление» деформации одного зерна к другому без образования трещин, есть величина приблизительно постоянная для любого размера зерна.

Таким образом, при увеличении радиуса зерна r изменение относительного объема упрочненных приграничных зон в зависимости от радиуса зерна r может быть приближенно описано соотношением

$$\frac{v_{\text{упр}}}{v} = 1 - \left(\frac{r-t}{r} \right)^3 \quad (4.13)$$

где $v_{\text{упр}}/v$ – относительный объем упрочненного за счет аккомодационных зон металла; r – средний радиус зерна; t – толщина упрочненной аккомодационной зоны.

В предыдущем разделе мы упоминали о том, что границы зерен создают свои поля напряжений. Выполним оценку величины напряжений, которую дают границы в среднем по

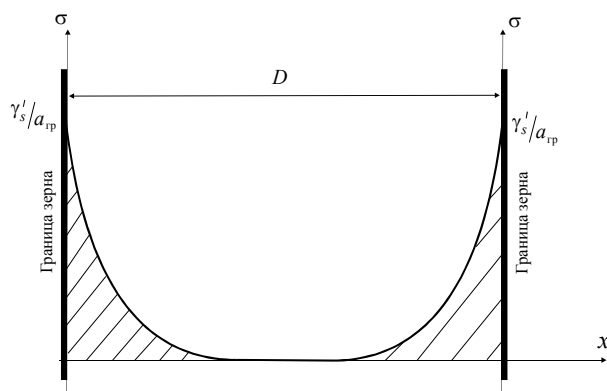


Рис. 4.16. Схема к расчету упрочнения от границ зерен

объему металла. Для этого рассмотрим «среднее» зерно в металле, которое имеет для простоты форму куба. Это зерно окружено границами с энергией γ'_s , которые создают в зерне напряжения γ'_s/r , максимальное значение которых $\gamma'_s/a_{\text{гр}}$, рис. 4.16. При удалении от границ эти напряжения уменьшаются и на расстоянии $10a$ не превышают 10% от макси-

мальных. Найдем усредненные по объему зерна напряжения, создаваемые плоскими дефектами – границами. Пусть объем зерна $v = D^3$, площадь его поверхности, т. е. площадь границ, $S = 6D^2$. Тогда средние по объему зерна напряжения рассчитаем следующим образом:

$$\sigma_{\text{гр}} = \frac{\int \sigma_{\text{гр}} dv}{v}. \quad (4.14)$$

Будем считать, что напряжения от противоположных границ $\sigma_{\text{гр}} = \gamma'_s/x$ симметричны. Тогда операцию интегрирования можно выполнить для одной ветви $\sigma_{\text{гр}}$ и полученное значение удвоить:

$$\sigma_{\text{гр}} = \frac{2s \int_{a_{\text{гр}}}^D \frac{\gamma'_s}{x} dx}{v} = \frac{12}{D} \int_{a_{\text{гр}}}^D \frac{\gamma'_s dx}{x} = 12 \frac{\gamma'_s}{D} \ln \frac{D}{a_{\text{гр}}}. \quad (4.15)$$

Например, для железа при $\gamma'_s = 1,2$ Дж/м², радиусе зерна $D = 20$ мкм ($20 \cdot 10^{-6}$ м), параметре решетки на границе $a_{\text{гр}} = 3 \cdot 10^{-10}$ м получим $\sigma_{\text{гр}} \approx 8$ МПа. При увеличении размера зерна вдвое ($D = 40$ мкм) напряжения от действия границ снижаются до значений $\sigma_{\text{гр}} = 4,2$ МПа,

т.е. почти в 2 раза. Таким образом, границы, казалось бы, не создают значительного упрочнения по металлу в среднем.

Для объяснения этого эффекта можно воспользоваться наглядной моделью: волейбольную сетку стянем пальцами руки с некоторой силой, т.е. зададим деформацию сетки и создадим напряжения. Представим теперь, что жесткость материала сетки возрастает, например, она становится толще. Это аналогично повышению модуля упругости металла. Наши пальцы при этом ощущают все большие напряжения при увеличении жесткости материала сетки – внутренние напряжения в металле возрастают. Таким образом, те границы, которые

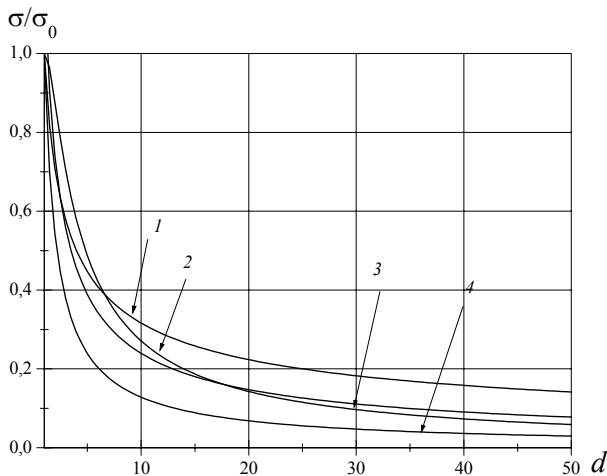


Рис. 4.17. Зависимость упрочнения от размера зерна для различных моделей:

- 1 – Петча-Холла $y = 1/x^{0,5}$;
- 2 – близкая к модели Петча-Холла $y = 1,2/x^{0,7}$;
- 3 – аккомодационных зон $y = 1 - [(x-1)]^3$;
- 4 – модель типа (4.15) $y = 0,123(\ln x - 8,11)/x$

возникли при более высоких температурах, создают большие напряжения, чем образованные при более низких или комнатных температурах. Поэтому нельзя оценивать влияние размера зерна (или протяженности границ) на прочность металла, не зная происхождения границ, их свойств и вклад в уровень средних напряжений.

При расчете упрочнения от границ нельзя не учитывать тот факт, что границы возникают при различных температурах, в том числе при кристаллизации, или при рекристаллизации. При охлаждении металла от температуры образования границы до комнатной изменяются упругие характеристики среды – повышается модуль упругости и энергия межатомной связи. В связи с этим происходит рост напряжений, создаваемых границами.

Итоги главы 4

1. Основными плоскими дефектами кристаллического строения в металле являются межзеренные или межфазные границы, а также поверхность тела, ограничивающая его от окружающей среды. Границы характеризуются энергией и полем собственных напряжений.

2. Энергия и напряжения от границ, как правило, пропорциональны углам разориентации соседних зерен. Исключение составляют специальные границы, энергия которых значительно ниже, чем у обычных границ.

3. Общая протяженность границ в металле определяет средний размер зерна в металле. При пластической деформации могут возникать новые границы за счет перестройки дислокаций. Таким образом, при пластической деформации размер зерна может уменьшаться.

4. Границы вносят основной вклад в формирование прочностных свойств металла в недеформированном состоянии. Мелкозернистый металл имеет более высокий предел текучести, чем крупнозернистый.

5. СТРУКТУРА ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА. МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ И УПРОЧНЕНИЯ

5.1. ТРЕХМЕРНАЯ СЕТКА ДИСЛОКАЦИЙ

Рассмотрим некоторые дислокационные конфигурации, которые возникают в металле в процессах его обработки, например, при пластической деформации или термической обработке. Трехмерная дислокационная сетка представлена на рис. 5.1. Все пространство кристалла более или менее равномерно заполнено дислокационными отрезками со средней длиной $\bar{l} = \frac{1}{\sqrt{\rho}}$, где ρ – общая плотность дислокаций. Эти отрезки соединены концами в тройные и четверные дислокационные узлы. В целом картина напоминает паутину, скомканную в большой комок.

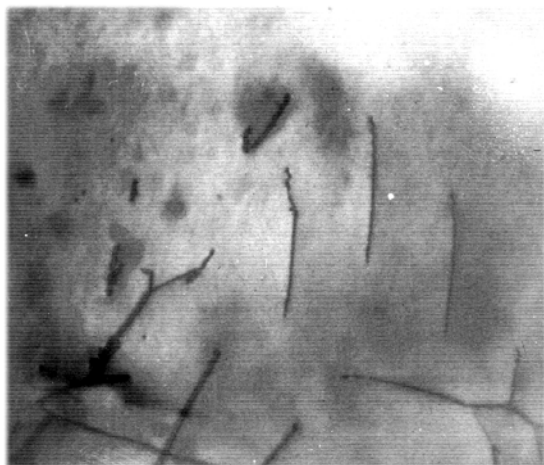


Рис. 5.1. Трехмерная дислокационная сетка в рении, $\times 30000$

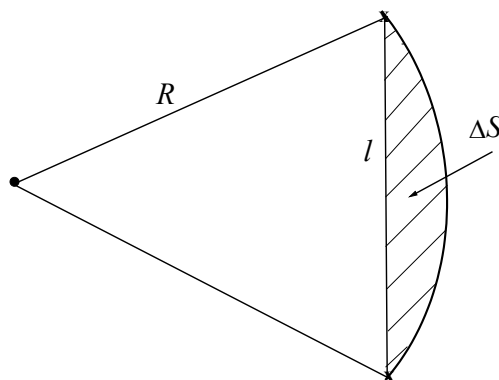


Рис. 5.2. Элементарная пластическая деформация за счет прогибания звена трехмерной дислокационной сетки

В силу случайного характера распределения дислокаций поле далекодействующих напряжений близко к хаотическому. В этом случае каждый из отрезков дислокации может двигаться почти независимо от других.

Пусть все звенья сетки имеют одинаковый размер $l = \bar{l} = \rho^{-1/2}$. Тогда при маленьких напряжениях $\tau < G \frac{b}{l}$ вся сетка будет устойчива, но каждое ее звено прогнется, образовав

дуги со средним радиусом кривизны $R \approx b \frac{G}{\sigma}$, рис. 5.2. Для малых напряжений σ , при которых $R \gg l$, площадь ΔS , по которой прошло скольжение, равна

$$\Delta S = \frac{1}{16} \frac{l^3 \tau}{bG}. \quad (5.1)$$

Считается, что пластическая деформация в объеме за счет смещения всех $N = \rho/l$ звеньев составит

$$\varepsilon_n = N \Delta S b \approx \frac{\tau}{16G}.$$

Таким образом, после приложения напряжения τ тело деформируется сначала упруго $\varepsilon_y = \tau/G$ или σ/E в зависимости от вида напряженного состояния, а затем пластически на величину

$$\varepsilon_n = \alpha \frac{\tau}{G},$$

где $\alpha = \text{const} < 1$ зависит от функции распределения дислокаций по длинам в сетке. Очевидно, что и для других дислокационных структур в области малых напряжений будет иметь место пластическая деформация того же порядка. В нулевом приближении эта деформация не зависит от ρ .

Пластическая деформация требует значительно большего времени, чем упругая, поэто-

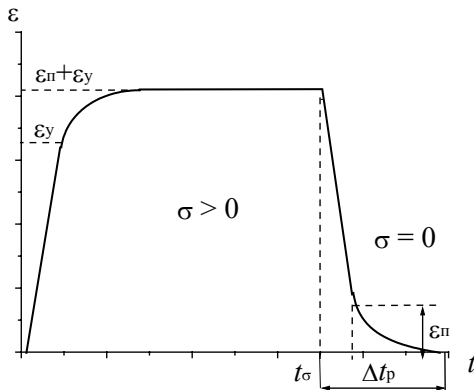


Рис. 5.3. Зависимость квазиупругой деформации от времени после приложения нагрузки $t < t_\sigma$ и после разгрузки $t \leq t_\sigma$

му зависимость $\varepsilon = \varepsilon_y + \varepsilon_n$ от времени будет иметь два участка, как показано на рис. 5.3. Главной особенностью пластической деформации в области малых напряжений является ее обратимость. Действительно, после снятия нагрузки дислокации под действием сил линейного натяжения возвращаются в исходные положения, совершая ту же пластическую деформацию в обратном направлении. Таким образом, вся деформация $\varepsilon = \varepsilon_y + \varepsilon_n$ ведет себя как квазиупругая, но требующая для своего установления значительно большего времени, чем упругая. В соответствии с этим свойством полную обратимую деформацию $\varepsilon_{об}$ принято описывать упругим модулем (E_p или G_p), который в отличие от обычного модуля упругости называется релаксирующим. Тогда, например, при растяжении

$$\varepsilon_y = \frac{\sigma}{E}; \quad \varepsilon_{об} = \varepsilon_y + \varepsilon_{пл} = \frac{\sigma}{E_p}; \quad E_p = \frac{E}{1 + \alpha}. \quad (5.2)$$

Очень важно, что обратимая деформация будет иметь такую же величину для дислока-

ционных структур всех типов, так как она отличается от упругой только за счет коэффициента α , который не может сильно изменяться. Движение дислокаций термоактивируемое, поэтому время установления обратимой квазиупругой деформации будет тем больше, чем ниже температура.

При больших напряжениях $\sigma \geq G \frac{b}{l}$ звенья сетки вытягиваются в полудуги и теряют устойчивость. Начинается необратимая пластическая деформация. Но в реальной дислокационной сетке такая деформация начинается раньше. Действительно, \bar{l} есть только средний размер звена, а истинные длины звеньев могут быть как меньше, так и больше. Поэтому реальную дислокационную сетку можно описать функцией распределения $f(l)$, которая является плотностью вероятности в обычном смысле, т.е. $\int_{l_1}^{l_2} f(l)dl$ есть число звеньев в интервале от l_1 до l_2 , $\bar{l} = \int_0^{\infty} lf(l)dl$, а полное число звеньев есть $\int_0^{\infty} f(l)dl \cong \frac{\rho}{l}$.

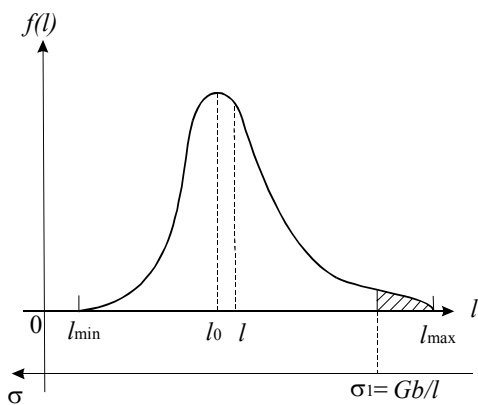


Рис. 5.4. Функция распределения числа звеньев дислокационной сетки по их длинам l

Типичный вид $f(l)$ представлен на рис.5.4. В рассматриваемом примере есть звенья длиной от l_{\min} до l_{\max} . Наиболее часто встречаются звенья длиной l_0 . При симметричном характере кривой $f(l)$ $l_0 \approx \bar{l}$, если кривая смещена вправо от максимума (как на рис. 5.4), то $l_0 < \bar{l}$ и наоборот. При действии напряжения $\sigma_1 \approx G \frac{b}{l_1}$ теряют устойчивость все наиболее длинные звенья $l > l_1$. Каждое из звеньев выгибается примерно в полуокружность $\Delta S \approx \frac{1}{4}l^2$, после чего движущаяся

дислокация встречает устойчивые звенья сетки и тормозится ими. Суммарная деформация будет

$$\varepsilon_{\pi} = \frac{1}{4}b \int_{l_1}^{l_{\max}} l^2 f(l)dl. \quad (5.3)$$

5.2. СКОПЛЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Скопление дислокаций может быть следствием работы источника в одной плоскости скольжения. Скопление – неустойчивое образование, стремящееся перейти в более устойчивую конфигурацию. На рис. 5.5 изображена схема перехода скопления в дислокационную

стенку в результате переползания дислокаций скопления в другие плоскости скольжения. Но переползание – термически активируемый процесс, требующий диффузии. Следовательно, дислокационное скопление может существовать долго только при низких температурах, когда процессы переползания идут медленно. Скопление является мощным концентратором напряжений и играет поэтому важную роль в пластической деформации и разрушении. Основные свойства дислокационного скопления рассмотрены в разделе 3.8.

5.3. ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТЕНКА

Дислокационная стенка – конфигурация, во многом противоположная дислокационному скоплению. Стенка из параллельных краевых дислокаций является границей наклона в кристалле. Действительно, если одна краевая дислокация может рассматриваться как край лишней полуплоскости, вставленной в кристалл, то граница наклона есть пачка таких полуплоскостей, оканчивающихся на разных уровнях (рис. 5.5).

Рассмотрим n таких плоскостей. Очевидно, что их действие на кристалл (на расстояниях, больших d , от плоскости стенки) эквивалентно действию сплошного клина высотой nd и шириной nb (рис. 5.5, в). Следовательно, образование дислокационной стенки приведет к разориентации двух соседних частей кристалла на угол

$$\varphi \approx \frac{b}{d} \quad (5.5)$$

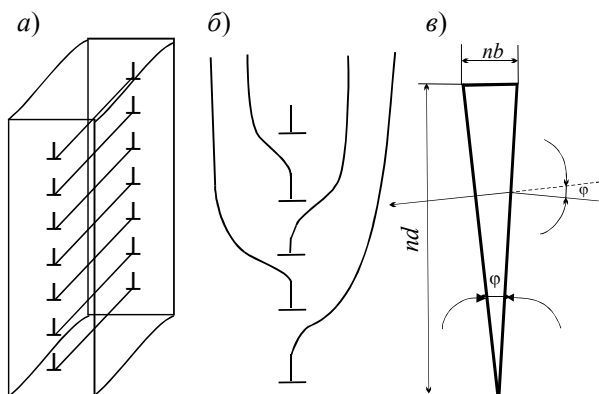


Рис. 5.5. Граница наклона в кристалле – дислокационная стенка из краевых дислокаций:

a – область распространения напряжений; *б* – расположение лишних атомных полуплоскостей; *в* – представление стенки в виде эквивалентного клина

Для небольших напряжений $\sigma \leq 100$ МПа обычно $d \geq 50b$ и $\varphi \leq \frac{1}{50} \text{ рад} \approx 1^\circ$. Деформация при таких напряжениях и высоких температурах может привести к образованию стенок и появлению слабо разориентированных областей внутри зерен. Такие области называются *субзернами* или *блоками*, а границы между ними (т.е. дислокационные стенки) – *субграницами*. При повышении напряжений плотность дислокаций в стенках растет, d уменьшается

и φ может достигать $5 \div 10^\circ$, т.е. превращаться в границу зерна. В результате в процессе деформации за счет перестройки дислокаций появляются новые границы, что приводит к уменьшению среднего размера зерна, о чем мы упоминали в главе 4.

В той же главе мы показали, что граница из винтовых дислокаций (см. рис. 4.2) являет-

ся границей кручения, т.е. две соседние области кристалла, разделенные такой границей, повернуты относительно друг друга на угол $\varphi \approx b/d$ вокруг оси, перпендикулярной границе, где d – расстояние между осями дислокаций в стенке. Поэтому стенки из краевых и винтовых дислокаций часто называют границами наклона и кручения соответственно.

Рассмотрим полубесконечную границу наклона, рис. 5.6. Действие такой границы на тело конечных размеров эквивалентно действию клина, вставленного до оси O . Если вокруг этой оси провести контуры Бюргерса постоянного радиуса, то их невязка будет линейно увеличиваться с r , что приводит к постоянному напряжению

$$b_r = \varphi r \text{ и } \tau_{\varphi\varphi} = \frac{G\varphi}{2\pi} = \text{const.}$$

Дефекты, создающие такие напряжения и имеющие идеальное кристаллографическое

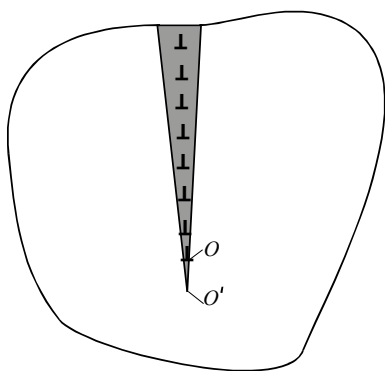


Рис. 5.6. Представление полубесконечной границы наклона в виде дисклинации

сопряжение по боковым сторонам клина, называются *полными дисклинациями*. Дисклинация обладает очень большой энергией и может существовать поэтому только в сильно деформированных и упрочненных кристаллах.

Наибольшие растягивающие напряжения создаются под клином (вдоль оси O' , $O' \rightarrow O$), там, где растягивающие напряжения от всех дислокаций стенки суммируются. Следовательно, дислокационные стенки стремятся создавать в теле замкнутые системы без обрывов, ограничивая субзерна со всех сторон. Можно так подобрать полубесконечные

дислокационные стенки, чтобы они вместе не создавали бы дальнего действующего поля напряжений (рис.5.7,а). Но даже если одиночный тройной стык I не удовлетворяет этому условию, то в системе малых блоков может найтись другой стык II , создающий напряжения противоположного знака (рис.5.7,б). Система в целом будет создавать напряжения, затухающие на больших расстояниях и эквивалентные напряжениям от дисклинационного диполя.

Итак, отметим следующее:

1. Дислокационная стенка является высокотемпературным образованием с низкой энергией.
2. Оборванная дислокационная стенка создает большие локальные напряжения. Поэтому отдельные стенки обычно выстраиваются в систему, образуя блоки (субзерна), ограниченные со всех сторон дислокационными стенками и слабо разориентированные друг относительно друга.

Сформулируем отличия дислокационного скопления и дислокационной стенки.

1. Скопление – кинетическое образование, полученное в результате испускания ряда

дислокаций источником в одной плоскости или их размножения в ней, стенка – результат термоактивированного процесса.

2. Скопление обладает наибольшей, а стенка – наименьшей энергиями из всех дислокационных конфигураций. Поэтому стенка стабильна, а скопление – нет.

3. Скопление низко-, а стенка – высокотемпературные конфигурации.

Дислокационные скопление и стенка имеют общие черты.

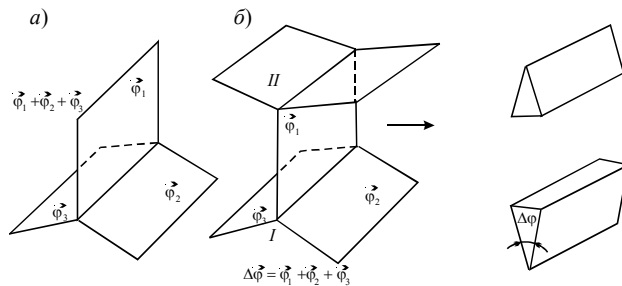


Рис. 5.7. Стыки дислокационных границ; а – тройной стык; б – конечная стенка, эквивалентная дисклинационному диполю; φ – углы разориентации блоков

1. Положение дислокаций, как в скоплении, так и в стенке жестко задано взаимодействиями с другими дислокациями группы за счет дальнодействующих напряжений. Смещение какой-либо одной дислокации из ее положения равновесия невозможно: за счет дальнодействия появляется очень большая (по сравнению с

внешним напряжением) возвращающая сила.

2. Если вся группа (скопление или стенка) дислокаций движется как целое, то торможение только одной какой-либо дислокации группы приводит к одинаковому эффекту – возрастанию локальных напряжений, толкающих данную дислокацию вместе со всеми другими дислокациями группы. Для скопления этот вопрос специально обсуждался. Для стенки это следует из ее способности сопротивления разрывам, связанным с появлением больших напряжений.

3. Способность создавать большие локальные напряжения при торможении всей группы дислокаций или ее части приводит к возможности зарождения микротрещин.

Итак, подвижность дислокаций в большой группе, в которой дислокации связаны дальнодействующими напряжениями, определяется не столько индивидуальными свойствами отдельных дислокаций, сколько свойствами всей группы. Такие свойства можно назвать коллективными свойствами систем дислокаций. Роль коллективных свойств должна быть тем большей, чем больше дислокаций входят в рассматриваемую систему и чем меньше расстояние между ними.

5.4. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ СПЛЕТЕНИЯ, КЛУБКИ И ЖГУТЫ

Дислокационные сплетения представляют собой области с повышенной плотностью очень искривленных дислокаций с радиусами кривизны порядка расстояний между соседними дислокациями. В зависимости от формы вытянутые цилиндрические сплетения часто называют жгутами, а сплетения сферической формы – клубками.

Суммарный вектор Бюргерса клубка равен сумме векторов Бюргерса всех прямолинейных дислокаций, образовавших клубок. На начальной стадии развития клубка, когда его вектор Бюргерса еще мал, на клубок натыкаются все дислокации, плоскость скольжения которых пересекает клубок. Маловероятно, что в близких плоскостях скольжения окажутся два источника одинаковой мощности, генерирующих дислокации разных знаков. Какой-то из

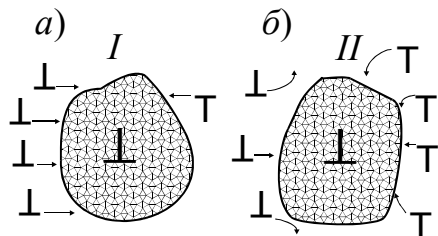


Рис. 5. 8. Изменение вектора Бюргерса клубка в процессе его развития: стадия увеличения (а) и уменьшения (б)

источников будет испускать больше дислокаций, вследствие чего в клубок будет попадать больше дислокаций одного знака (рис.5.18,а), и вектор Бюргерса клубка будет расти во времени. Такой клубок с растущим суммарным вектором Бюргерса ΔB и не очень большой плотностью дислокаций будем называть *клубком первого типа*.

Клубок первого типа обладает очень большой энергией, распределенной на большом пространстве, так как значительная часть энергии связана с дальнедействующими упругими напряжениями, создаваемыми избытком дислокаций одного знака. Относительно малая общая плотность дислокаций приводит к не слишком высокой плотности энергии внутри самого клубка.

3. Следующий этап развития клубка начинается тогда, когда его вектор Бюргерса достигает величин, достаточных для искривления прямолинейного пути проходящих мимо дислокаций (рис.5.10,б). Искривление пути будет происходить в области клубковой структуры за счет двойных поперечных скольжений винтовых участков дислокаций. Клубок отталкивает дислокации того же знака, что и его суммарный вектор Бюргерса, и притягивает дислокации противоположного знака. Поэтому на третьем участке суммарный вектор Бюргерса клубка уменьшается, а плотность дислокаций в нем растет. Соответственно запасенная энергия уменьшается вне клубка и увеличивается внутри клубка. Такой клубок с небольшим суммарным вектором Бюргерса и большой плотностью дислокаций внутри клубка называют *клубком второго типа*. Очевидно, что клубки второго типа не могут влиять на движение дислокаций в основном объеме кристалла, они только ограничивают длины пробега дислокаций, расположенных вблизи них.

Таким образом, клубковая структура формируется при относительно низких температурах, когда скорости диффузии и переползания еще малы. При повышении температуры до величины, достаточной для трубочной и объемной диффузии, происходит переход к блочной структуре. Основную роль в этом переходе играют аннигиляция всех диполей внутри клубка и расползание оставшихся дислокаций одного знака в регулярные положения.

Промежуточной между клубковой и блочной является ячеистая структура, при которой

дислокационные сплетения, объединяясь друг с другом, постепенно формируют смыкающиеся плоские области, ограничивающие со всех сторон объемы с меньшей плотностью дислокаций, т.е. ячейки. Именно стенки ячеек переходят в блочные границы (или границы фрагментов) при аннигиляции в них диполей. Стадии и особенности формирования ячеистой структуры в деформированных металлах будут рассмотрены далее.

5.5. ПОЛОСЫ СКОЛЬЖЕНИЯ

Полоса скольжения – типичный элемент дислокационной структуры деформированного металла. Она образуется в том случае, когда в исходном положении кристалла плотность дислокаций ρ_0 мала, а подвижные дислокации $\rho_{0п}$ практически отсутствуют.

Первые несколько дислокаций, зародившись в каком-либо месте с наибольшими локальными напряжениями, будут скользить и размножаться путем двойного поперечного скольжения. В результате появляется область с резко увеличенной плотностью дислокаций, которая называется полосой скольжения. Таким образом, предпосылками появления полосы является малая начальная плотность дислокаций, особенно подвижных, и трудность их зарождения, а главным следствием – локализация скольжения в областях вблизи дефектов, создающих большие перенапряжения, и его постепенное распространение по кристаллу.

В большей части кристаллов полосы скольжения зарождаются на внешней поверхности или каких-либо внутренних границах, где наблюдается наибольшая концентрация напряжений. От места зарождения дислокации скользят по плоскости скольжения и размножаются

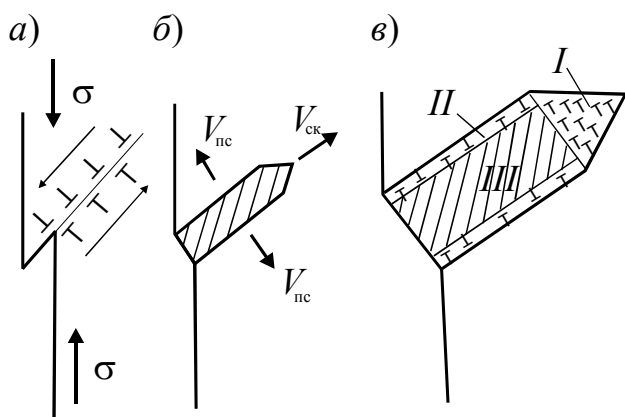


Рис. 5.9. Последовательные стадии образования полосы скольжения

путем выбросов отрезков дислокаций в параллельные плоскости за счет двойного поперечного скольжения. Соответственно область повышенной концентрации дислокаций – полоса скольжения – растет, распространяясь внутрь кристалла со скоростью $v_{ск}$, и расширяется со скоростью $v_{пс}$ (рис. 5.9).

Дислокации одного знака, движущиеся под действием приложенного напряжения к поверхности, выходят на нее и образуют ступеньку (рис. 5.9,а). Дислокации противоположного знака уходят внутрь кристалла, распределяясь вдоль полосы, в основном в головной ее части. Эта головная часть I (рис. 5.9,в) представляет собой, таким образом, конфигурацию, аналогичную дислокационному скоплению, только «размытому» в нескольких параллельных плоскостях скольжения (ширина полосы на рис. 5.9 преувеличена по сравнению с длиной для наглядности изображения).

ной для наглядности изображения).

Подвижность группы одноименных дислокаций за счет коллективных эффектов выше, чем подвижность одиночной дислокации. Поэтому скорость роста полосы $v_{ск}$ и ее способность преодолевать препятствия гораздо больше, чем у одиночной дислокации. Соответственно при торможении полосы возникают большие локальные напряжения от заторможенного скопления.

Два боковых слоя II (см. рис. 5.9) сверху и снизу полосы являются переходными областями между центральной зоной III с высокой плотностью дислокаций и исходным кристаллом с низкой плотностью дислокаций. В этих слоях сначала появляются выбросы винтовых отрезков из центральной зоны, которые испускают дислокационные петли или образуют неподвижные диполи в зависимости от длины выброса. Если дислокации от отдельных выбросов проходят на малых расстояниях друг от друга, то они образуют неподвижные диполи.

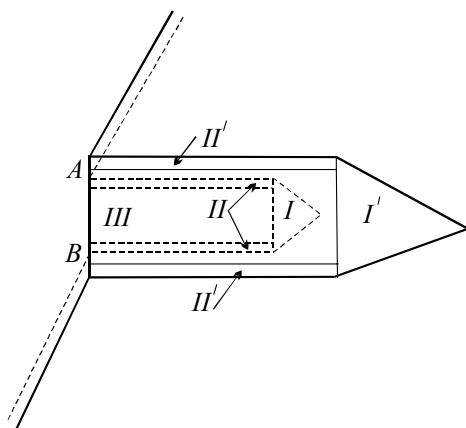


Рис. 5.10. Последовательные стадии изменения полосы от $I-II$ до $I'-II'$

Постепенно за счет процессов образования петель и диполей плотность дислокаций в слое повышается настолько, что свободное движение новых дислокаций и генерация новых петель становятся невозможными. Пластическая деформация в этом слое при данном напряжении τ прекращается и слой переходит к области III с высокой плотностью неподвижных дислокаций.

Во время движения дислокаций в этом слое происходят отдельные выбросы в зону, соседнюю со слоем, и именно там продолжается движение дислокаций.

Внешне это выглядит так, как если бы слои II переместились в зону с малой плотностью исходных дислокаций, а зона III расширилась (рис. 5.10).

Расширение полосы при $\tau = \text{const}$ происходит с постоянной скоростью генерации петель и дипольными взаимодействиями. И наоборот, при деформации за счет расширения полос для поддержания постоянной скорости деформации необходимо постоянное напряжение.

Полоса скольжения, даже проросшая через весь монокристалл, будет являться источником внутренних напряжений. Знак дислокаций, создающих эти напряжения, определяется направлением первоначальной ступеньки.

Расширение полосы приводит к расширению ее головной части I . Такое расширение вызывает уменьшение локальных напряжений вблизи головной части. Действительно, в предельном случае очень широкой полосы избыточные дислокации в ее головной части просто выстроятся в стенку, не создающую значительных напряжений. Следовательно, проникающая способность полосы будет зависеть от двух процессов: она будет увеличиваться с при-

током новых избыточных дислокаций и уменьшаться с расширением и удлинением полосы.

Избыток дислокаций одного знака приводит к асимметрии двойных поперечных скольжений в переходных слоях *II* полосы. Дислокации того же знака будут чаще совершать переходы от полосы, чем к ней, при этом длины скольжения в плоскости поперечного скольжения под действием далекодействующих напряжений от избыточных дислокаций будут значительно больше. Этот эффект приведет к размытию края полосы, а в предельном случае – к быстрому распространению подвижных дислокаций по всему кристаллу.

Ситуация существенно изменяется в кристаллах с большим сопротивлением движению дислокаций σ_l . Если напряжения $\Delta\sigma$, создаваемые в слое *II* избыточными дислокациями $\Delta\rho$, существенно меньше σ_l , то они не способны создать заметной асимметрии поперечных скольжений. При этом полоса деформации медленно расширяется в недеформированную область, сохраняя узкий переходный слой *II*. Возможно, что именно наличие большого сопротивления деформации, сопротивления движению дислокаций σ_l является необходимым условием пластической деформации полосами скольжения.

Общий вывод из трех последних разделов таков: при достаточно больших плотностях дислокации образуют различные конфигурации. Их тип зависит от многих факторов: свойств дислокаций, схемы напряженного состояния, температуры и т.д. В образовавшихся конфигурациях дислокации связаны между собой далекодействующими напряжениями, что приводит к повышению роли коллективных эффектов и понижению роли свойств индивидуальных дислокаций.

5.6. ПОЛОСЫ СБРОСА. РОТАЦИОННАЯ ПЛАСТИЧНОСТЬ

Основным механизмом пластической деформации чистых кристаллов при малых степенях деформации является скольжение – перемещение отдельных дислокаций в плоскостях легкого сдвига. При этом внутреннее строение кристалла не нарушается, а на его поверхности образуются ступеньки высотой, равной вектору Бюргерса дислокаций. При увеличении степени деформации в работу вступают коллективные эффекты – возникают дислокационные скопления, полосы деформации, образуются стенки.

Аналогично переходу от ламинарного течения к турбулентному в жидкостях, при пластической деформации наблюдается переход от дислокационного механизма деформации к ротационному. *Ротационной деформацией* будем называть необратимое формоизменение металла или выделенных в нем объемов, происходящее за счет разворотов областей материала и (или) кристаллографических направлений. Приведем примерную классификацию ротационных деформаций в твердых телах по основным параметрам.

1. По масштабу (размеру l_r переориентированных или развернутых областей) можно

выделить:

- микроротации с $l_r \approx b$;
- мезоскопические ротации с $l_r \approx 0,2 \div 2$ мкм;
- субструктурные и структурные ротации с l_r , равным размеру зерна или группы зерен;
- макроротации с l_r , равным размеру группы зерен или всего тела.

Микроротации для кристаллов не типичны. Они встречаются, по-видимому, только в сложных элементарных ячейках, например, в полимерах или аморфных материалах и являются для них основным механизмом деформации. Другие масштабы ротаций встречаются в металлах достаточно часто. В зависимости от вида и степени деформации могут наблюдаться повороты на одном или нескольких масштабных уровнях.

2. По величине угла разворота:

а) $\varphi < 1^\circ$ – малые развороты; б) $1^\circ \leq \varphi \leq 10^\circ$ - средние; в) $\varphi > 10^\circ$ – большие.

Области с малыми разориентациями разделяются обычно друг от друга объемными дислокационными «перегородками» с избытком дислокаций одного знака и высокой плотностью сидячих дислокаций (стенки ячеек, сплетения и т.д.). Границами областей со средними разориентировками являются чаще всего дислокационные стенки, а с большими – границы типа межзеренных.

3. По причинам возникновения следует различать ротации, появившиеся в результате:

а) релаксации (ослабления) внутренних моментов сил; б) работы моментов приложенных напряжений; в) дислокационных неустойчивостей; г) *анизотропии упругих и пластических свойств материала и неоднородности пластической деформации* (курсив дан в силу важности этого пункта).

Таким образом, причины, которые могут приводить к ротациям в твердых телах, весьма разнообразны. Отметим, что любые производные от тензора напряжений означают появление крутящих моментов, которые совершают работу на пластических разворотах объемов металла, т.е. ротациях.

Проявлением ротационной деформации является образование областей, кристаллическая решетка которых разориентирована относительно кристаллической решетки основного кристалла. Области переориентации имеют тенденцию принимать форму пластин, пересекающих сечение образца. Простейшим примером образования таких пластинчатых областей является механическое двойникование, рис. 5.11. Ограниченность этого вида деформации состоит в том, что двойник является носителем большого дискретного поворота и требует строгой кристаллографической привязки его компонент.

Более общим механизмом переориентации пластин материала является образование областей, границы которых не являются кристаллографически особенными, а угол разориен-

тировки с окружающей решеткой зависит от различных факторов и изменяется в процессе деформирования. Типичным представителем этого механизма переориентации является образование *полос сброса*.

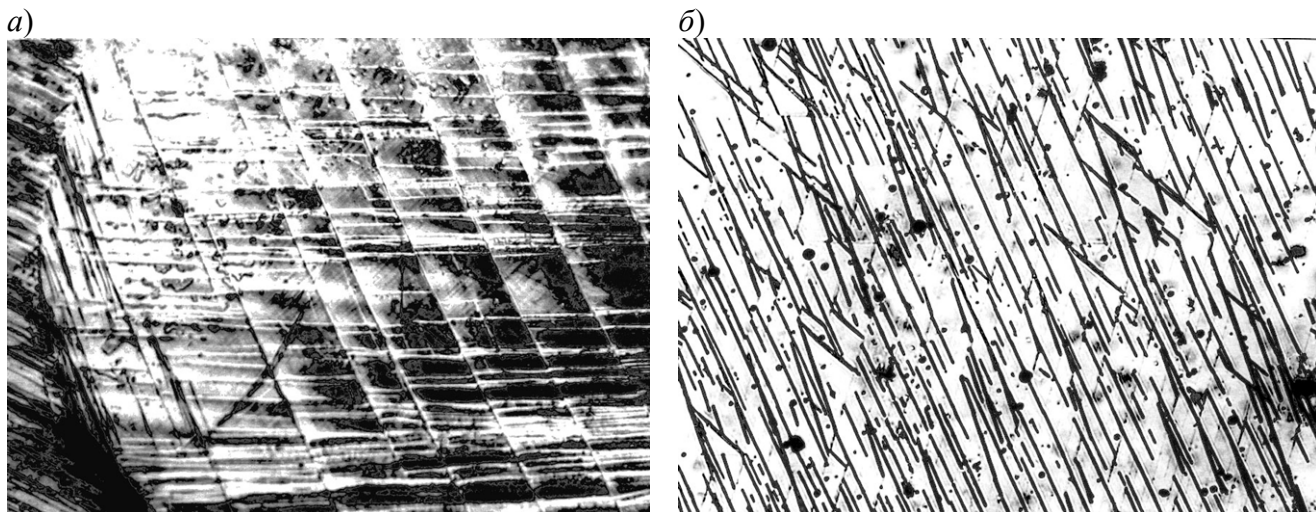


Рис.5.11. Двойники деформации в крупнозернистом литом рении, $\times 59$: *а* – на полированной поверхности образца; *б* – после электрополировки и травления

Первое сообщение о наблюдении в кристаллах областей, решетка которых повернута относительно решетки окружающего материала на угол, изменяющийся во время деформации, появилось в 1885 году (О. Лехман) и было названо О. Мюгге в 1898 году *полосами сдвига* и выделено им как особый механизм деформации. Позднее в англоязычной литературе сложился термин «*the kink band*», которому в отечественной литературе соответствует понятие «полоса сброса». На рис. 5.12 представлен вид полосы сброса в металле.

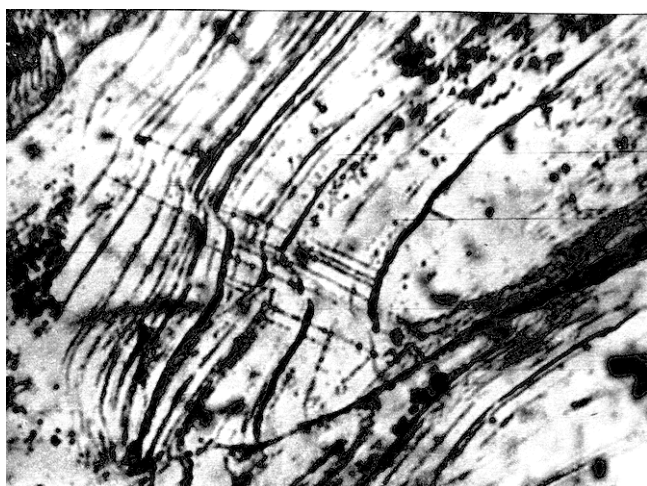


Рис. 5.12. Вид полосы сброса в деформированном рении, $\times 136$

Явление образования незакономерно переориентированных областей кристалла изучали на многих материалах, металлах и неметаллах, и в разные времена появлялись различные названия этого механизма деформации – «иррациональные двойники» в плоских кристаллах каменной соли (Бриллиантов и Обреимов), «пластинки» при растяжении кристаллов каменной соли (Степанов), «полосы деформации» при деформации α -железа (Баррет, Пфайль).

Полосы незакономерной переориентации, перечисленные выше, во многом схожи и являются частными случаями сбросообразования. Они зарождаются в неоднородных полях напряжений и на начальных стадиях своего развития располагаются почти перпендикулярно действующим системам скольжения, производя разворот решетки вокруг кристаллографиче-

ской оси. Эта ось лежит в плоскости скольжения и перпендикулярна направлению скольжения. Полосы зарождаются при различных степенях деформации в кристаллах с различным типом решетки и *при больших деформациях являются основным механизмом деформации.*

Характерный размер полос сброса – их ширина – сопоставим с масштабами мезоскопического, структурного и макроскопического уровня. Полосы переориентации мезоскопического масштаба отличаются тем, что развиваются по готовой дислокационной структуре, созданной в металле во время предшествующей пластической деформации, а структурного и макроскопического масштаба – путем создания собственной дислокационной структуры.

Явление сбросообразования наиболее полно раскрывается в металлах – наблюдаются различные микромеханизмы образования сбросов, сбросы происходят на различных масштабных уровнях, их эволюцию можно проследить до больших степеней деформации.

Рассмотрим геометрию кристалла с полосой сброса, рис.5.13. Параметры сбросообразования принято разделять на внутренние и внешние. К первой группе относятся толщина полосы H , разориентировка между кристаллической решеткой внутри и вне полосы θ и угол между границей сброса и нормалью к действующим плоскостям скольжения вне сброса β . Наиболее важными являются ориентировка действующей системы скольжения кристалла относительно оси нагружения χ и предел сбросообразования $\sigma_{сбр}$, т.е. напряжение, при кото-

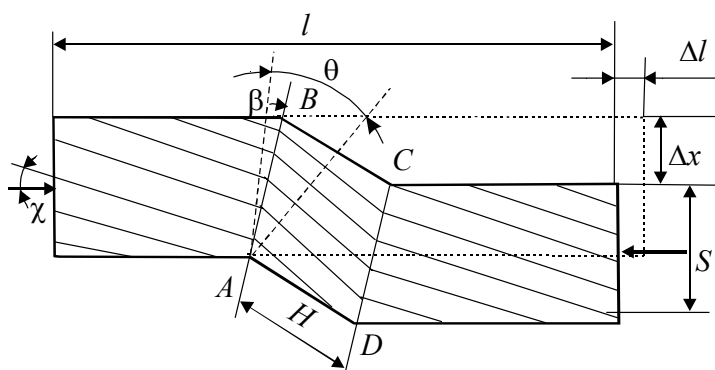


Рис. 5.13. Геометрия кристалла с прослойкой сброса. Пунктиром показаны контуры кристалла до сбросообразования

ром начинается образование полосы сброса.

Наибольшее количество работ по изучению сбросов выполнено на ГПУ-металлах, где они хорошо проявляются, очевидно, из-за сильной анизотропии свойств кристалла и анизотропии дислокационного скольжения. При изучении

деформации кристаллов цинка осадкой было установлено, что при сжатии образцов под углом $\chi_0 = 3^\circ$ сбросы легко образовывались при жестком закреплении торцов образца и не образовывались, если вращение торцов не ограничивалось. Ось ротации решетки лежала в плоскости базиса перпендикулярно оси сжатия $[\bar{2}110]$, ротация решетки прогрессировала с ростом степени деформации. Границы сбросов были некристаллографическими, т.е. не имели четких кристаллографических индексов, и, начиная с определенной стадии развития сбросов, оставались неподвижными. Часто имела место постепенная смена ориентации, что достигалось наличием большого числа малоугловых границ наклона в области, отделяющей ма-



Рис. 5.14. Сбросообразование при холодной прокатке рения, сопровождающееся разрушением, $\times 136$

териал внутри и вне сброса. Был отмечен ряд размерных эффектов: зависимость формы сброса от длины образца (при его неизменной ширине) и предпочтительное образование сбросов на характерных расстояниях ($1/3$, $1/4$ длины стержня) от его торцов. Наблюдалась локализация сбросов (или границ сбросов) вблизи поверхностных дефектов. Разориентация материала в сбросе относительно материала вне сброса достигала 90° . Если в образце образовывалось два сброса, то они имели противоположные знаки (т.е. производили разворот решетки в противоположных направлениях).

При исследовании сбросов иногда обнаруживали трещины, формирующиеся у их границ, рис.5.14. Экспериментально наблюдали движение малоугловой границы сброса.

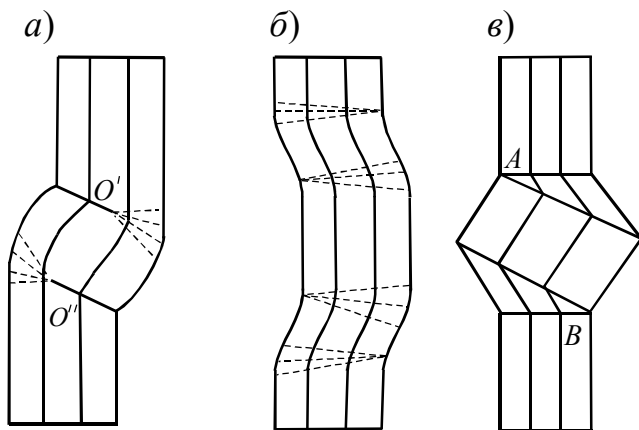


Рис. 5.15. Схемы строения сбросов в ГПУ металлах по Джилсону

ницы сброса.

Сбросы различного вида были исследованы и интерпретированы Джилсоном, рис.5.15. На рисунке пунктиром обозначены малоугловые границы разориентации.

При изучении сбросов, полученных при сжатии, было отмечено, что при развитии сбросов на кривой «напряжение-деформация» появляется резкий минимум (сброс напряжений).

Это свидетельствует о том, что сбросообразование – релаксационный процесс.

Исследование сбросообразования в цинке, аналогичного представленному на рис.5.15 при различных температурах показало, что наблюдается два способа развития сбросов: первый состоял в развитии прослойки сброса путем формирования вторичных границ типа *A* и *B* на рис.5.15,в; второй – в образовании второй прослойки сброса, парной первой (рис.5.15,б). Пластическое течение было локализовано, в основном, внутри сброса, причем наблюдалась и пирамидальное, и базисное скольжение; при этом плотность дислокаций возрастала на порядок, хотя в деформацию проводили так, что плоскостях базиса сдвиговые напряжения отсутствовали. Кроме того, границы *A* и *B* по мере ухода в глубь кристалла теряли свою мощ-

ность. Зависимость изменения углов разориентации вдоль этих границ изображена на рис.5.16,а. Изменение мощности вновь образуемых вторичных границ при возрастании степени деформации в виде графика представлено на рис.5.16,б.

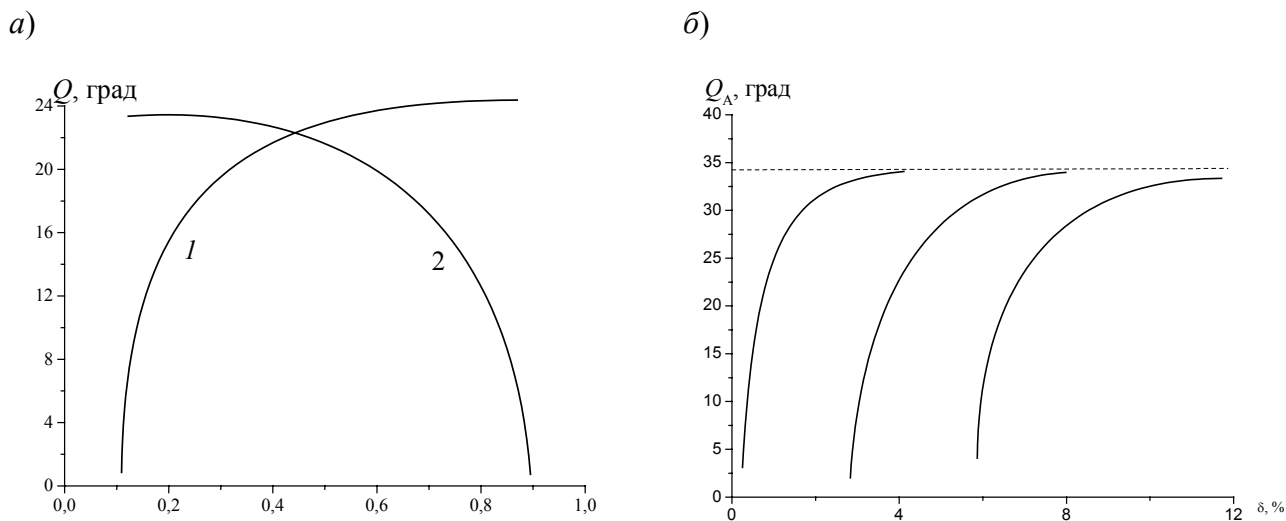


Рис. 5.16. Особенности сбросов со вторичными границами в цинке: а – изменение разориентации вдоль вторичных границ, 1 – для границы А, 2 – для границы В; б – изменение разориентации вторичных границ при продолжающейся деформации образца

Полосы сброса образуются не только при сжатии, но и при других схемах нагружения, в том числе при растяжении, причем при испытании образцов из цинка при $T = 200^\circ\text{C}$ было отмечено движение границ сброса. Сбросообразование при растяжении наблюдается и при низких температурах, например, при температуре жидкого азота -196°C .

Установлено, что на развитие полос сброса сильное влияние оказывают поверхностные дефекты: вблизи поверхностных трещин происходит локализация пластической деформации, ведущая к образованию полос.

Детальное исследование микроструктуры металла при образовании полос сброса позволило Бласдейлу, Кингу и Паттику установить еще одну схему сбросообразования,

рис.5.17. Были отмечены следующие стадии этого процесса.

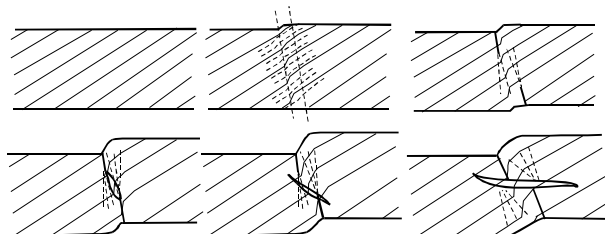


Рис. 5.17. Стадии развития сброса при растяжении кадмия

1. Перпендикулярно направлению скольжения появляется узкая полоска высокой плотности дислокаций (удлинение 5 %).

2. Область повышенной плотности дислокаций продолжает развиваться в ширину, в центральной ее части плотность дислокаций возрастает еще сильнее. Кристаллическая решетка в полосе начинает искривляться (удлинение 10 %).

3. Дальнейший рост ширины полосы высокой плотности дислокаций приводит к фор-

мированию двух разноименных мощных дислокационных стенок, которые не проходят через все сечение образца, а распадаются в веера малоугловых стенок-границ (удлинение 15 %).

4. В центральной части между этими стенками формируется «ядро» полосы, которое представляет собой s-образную область с очень высокой разориентацией материала, растет число и мощность дислокационных стенок в веерах, присутствующих в областях сильного искривления (удлинение 20 %).

5. Происходит поворот границ «ядра» относительно оси кристалла, который может сопровождаться появлением новых, но уже более слабых вееров дислокационных стенок (удлинение 30÷40 %).

6. Разориентация ядра растет до 90°, его контуры становятся неясными. Ядро взаимодействует с вершинами основных мощных дислокационных стенок и может разветвляться (удлинение 50÷80 %).

Характерные размеры сбросов при ширине кристалла 2 мм: ширина сброса ~2 мм, ширина ядра ~0,1 мм. Кристаллографическая решетка внутри прослойки сброса и вне ее располагалась симметрично относительно границы. Чем больше ширина образцов при неизменной длине, тем чаще в них наблюдались полосы с «ядрами».

Полосы сброса наблюдали в других металлах и сплавах – в титане, магнии, цирконии, рении, бериллии, α -уране, кристаллической ртути, олове, интерметаллиде NiAl, германии, α - и β -латунях, алюминии, свинце, золоте, никеле, железе, ниобии, молибдене и др.

Исследование полос сброса в алюминии при помощи просвечивающей электронной микроскопии показало, что полосы состоят из множества субзерен, вытянутых вдоль ее границ, с ротацией в каждом из них $0,5 \div 3^\circ$, за счет чего в центре достигались значительные разориентации, рис.5.18.

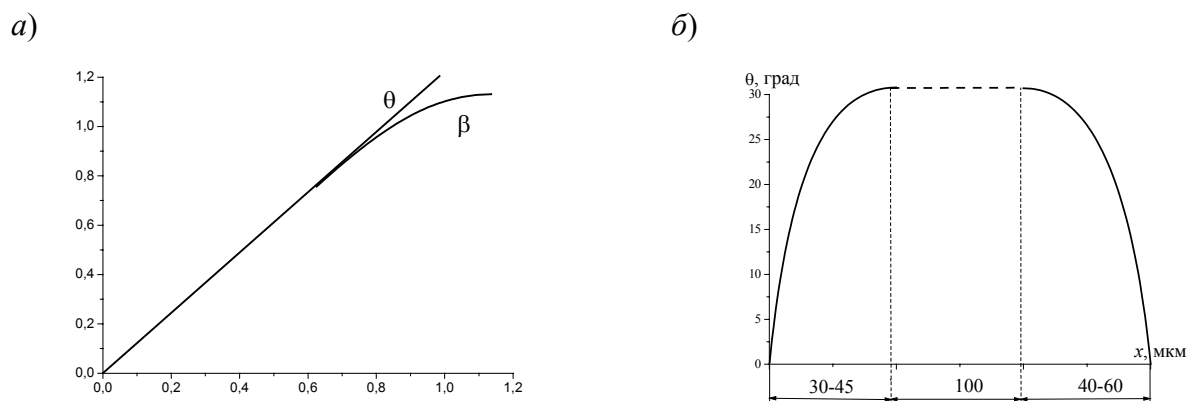


Рис. 5.18. Особенности сбросообразования в алюминии: а – зависимость угловых характеристик сброса от степени деформации, $T=20^\circ\text{C}$, $\dot{\gamma}=3 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; б – изменение разориентации θ поперек полосы, $T=20^\circ\text{C}$, $\epsilon=27\%$

Важнейшим условием образования полосы сброса является, очевидно, наличие неоднородного напряженного состояния. На это указывают авторы многих экспериментальных исследований. При сжатии неоднородность легко реализуется вследствие потери устойчивости

стержневой системы. При растяжении приходится принимать специальные меры в виде захватов, допускающих растяжение с изгибом. Для устойчивого получения сбросов при сжатии удобно также внести искусственную неоднородность напряженного состояния. В металлических кристаллах неоднородность может быть вызвана выемкой, царапиной или надрезом. При более сложных, чем при одноосном растяжении или сжатии, схемах напряженно-деформированного состояния, например, при прокатке всегда присутствует неоднородность деформации, поэтому сбросообразование наблюдается при больших деформациях очень часто.

Субструктурные или структурные ротации, представляющие собой некомпенсированный сброс, т.е. разворот только в одну сторону без образования симметричного обратного разворота часто встречается в приграничных участках деформированного крупнозернистого металла. Микрофотографии подобных ротаций представлены на рис. 5.19. Пластическая деформация металла на начальных стадиях идет путем дислокационного скольжения по плоскостям легкого сдвига. Из-за ограниченного количества систем скольжения в анизотропных материалах с крупными зернами неправильной формы не может работать одновременно необходимое количество систем скольжения, чтобы удовлетворить изменение формы отдельных зерен без нарушения сплошности металла. На рис.5.19,*а* видно, что в приграничных зонах зерен происходит мощный изгиб, который имеет, очевидно, упругий характер. По достижении критического значения напряжений на границе зерен возникают трещины.

На рис.5.19,*б* показан изгиб участков зерен в рении после холодной деформации, $\varepsilon \approx 50\%$. Видно, что при этой степени деформации ротационный механизм и образование полос переориентации является преобладающим механизмом деформации в металле. На рис.5.19, *в* – вид постепенного изгиба приграничных областей кристалла в холоднокатаной фольге, $\varepsilon \approx 35\%$.

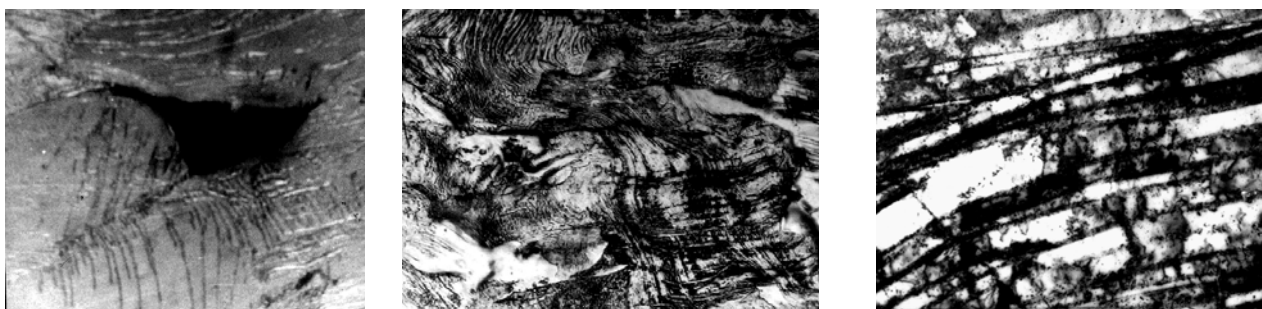


Рис. 5.19. Внешний вид упруго изогнутых приграничных участков холоднодеформированного рения: *а* – с образованием межзеренной трещины в литом металле, $\varepsilon \approx 2\%$, $\times 56$; *б* – структура холоднокатаного рения толщиной 1,5 мм, $\varepsilon \approx 50\%$, $\times 120$; холоднокатаная фольга толщиной 30 мкм, $\varepsilon \approx 30\%$, $\times 35000$

Основные выводы.

1) Полосы переориентации являются типичными элементами дефектной структуры деформированных кристаллов. Они возникают в металлах, ионных кристаллах и других материалах с различным типом решетки, в различных режимах нагружения, в широком диапазоне температур и скоростей деформирования.

2) Толщина полос варьируется от масштаба мезоуровня до макроскопических размеров образца. Угол переориентации изменяется от десятков минут до десятков градусов.

3) Развитие полосы переориентации – это быстрый лавинообразный процесс, связанный с перемещением фронта, отделяющего область, в которой прошла переориентация, от остального объема материала. Естественными носителями деформации такого рода являются дисклинации, находящиеся на фронте полосы, или эквивалентные им коллективные дислокационные моды.

5.7. ФРАГМЕНТАЦИЯ В МЕТАЛЛАХ

Фрагментация металлов заключается в разбиении исходного монокристаллического материала, например зерна в поликристаллическом металле или монокристаллического образца, на взаимно разориентированные области в ходе пластической деформации. Разориентированные области имеют мезоскопические размеры $L_{fr} = l_{sub} = 1 \div 0.5$ мкм. Углы разориентаций между фрагментами зависят от степени деформации и достигают десятков градусов,

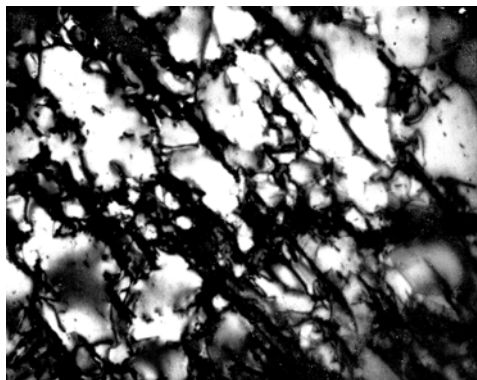


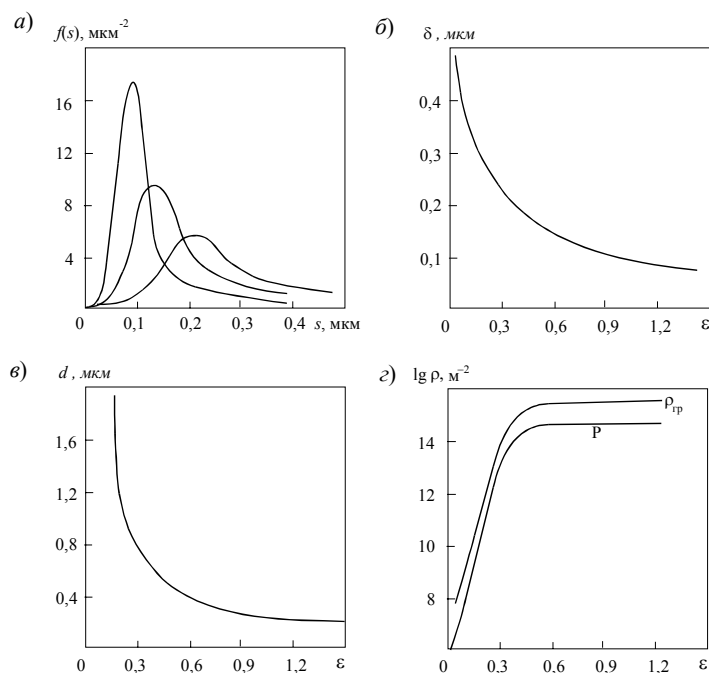
Рис. 5.20. Начальная стадия формирования ячеистой структуры в холоднокатаном никели

границы представляют собой или малоугловые дислокационные стенки и сетки, или границы зерен деформационного происхождения.

По мере увеличения степени деформации в ансамбле дислокаций развиваются коллективные формы движения, что в конечном итоге приводит к фрагментации кристалла.

Явление фрагментации характерно для всех металлов. Оно начинает проявляться на фоне сформированной ячеистой структуры. Как уже упоминалось, она возникает при деформации $\varepsilon \approx 0,1 \div 0,3$. Ячеистую структуру, рис.5.20, удобно характеризовать такими параметрами, как функция распределения ячеек по размерам, наиболее вероятный или средний размер ячейки \bar{d} , средний угол разориентации ячеек θ , средняя плотность дислокаций в границе ячеек $\rho_{ст}$, средняя плотность дислокаций по объему ρ . Рассмотрим изменение этих параметров с ростом степени деформации ε на примере электролитического никеля с размером зерна 160 мкм при растяжении со скоростью $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

При небольших деформациях $\varepsilon \approx 0,15$ ячейки неоднородны по величине, но $\bar{d} = 0,15$ мкм, рис.5.21. Границы ячеек широкие и состоят из хаотически переплетенных дислокаций,



$\rho_{\text{ст}} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ 1/м}^2$. Все ячейки разориентированы на угол $\sim 0,2^\circ$, причем этот угол разориентации сохраняется как для соседних ячеек, так и для расположенных далеко друг от друга. Таким образом, в этот момент кристалл (или зерно) однороден по кристаллографической ориентации с точностью до $0,2^\circ$.

При увеличении ε дисперсия распределения и наиболее вероятный размер ячейки уменьшаются. Размер ячейки асимптотически приближается к 0,2 мкм. Дальнейшая деформация с $\varepsilon > 0,4$ практически не изменяет d . Толщина границ между ячейками (субграниц) также уменьшается. Видно, что при не-

Рис.5.21. Зависимость вида плотности вероятности распределения ячеек по площади (а), среднего размера ячеек d (б), плотности дислокаций ρ (в) и субграниц ρ_p (г) от деформации ε . При некоторой деформации темп сужения границ стабилизируется. Аналогичная ситуация наблюдается и для плотности дислокаций, см. рис. 5.21.

На этой стадии формирования структуры в кристалле появляются крупномасштабные по сравнению с размерами ячеек неоднородности кристаллографической ориентации. Они связаны с образованием границ качественно нового типа. Эти границы располагаются вдоль ранее сформированных границ ячеек и вызывают разориентировку объемов кристалла, содержащих сотни ячеек на углы $\theta > 1^\circ$. Характерной особенностью появляющихся границ является то, что они обрываются внутри кристалла и группируются, как правило, парами, рис.5.22,а.

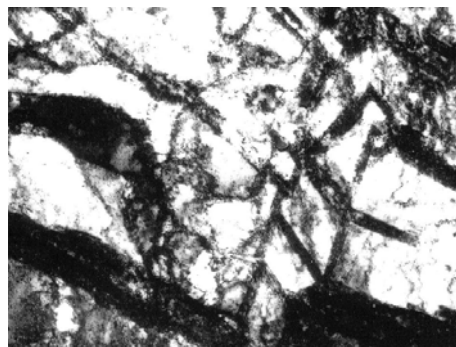
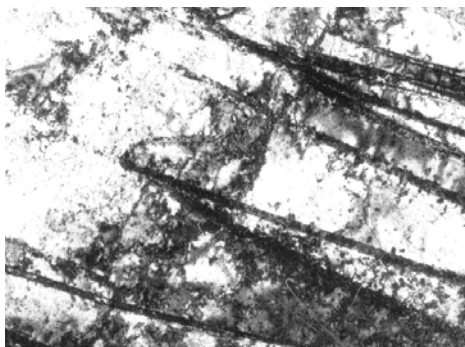


Рис. 5.22. Структура деформированного металла: а – оборванные границы деформационного происхождения; б – замкнутая петля границ, ограничивающая стержневую зону

Границы, объединенные парами, вызывают примерно одинаковые, но противоположно направленные развороты. На рис. 5.13 срезом таких парных границ выступают линии *AB* и *CD*, а протяженность этих границ – в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. Как видно, на достаточном удалении от такой пары ориентация кристалла остается неизменной. Такие конфигурации называются *дипольными*.

Кроме дипольных встречаются замкнутые петли границ. Они замыкают стержневую область в кристалле, имеющую разориентировку относительно остального объема. Разориентация соседних объемов может изменяться по длине границы. В этом случае для компенсации разворота возникают ответвления от основной границы, которые постепенно «гасятся» между отдельными ячейками (субзернами).

Итак, при больших деформациях у различных металлов возникают однотипные структурные дефекты – границы разворота, которые по своей сути являются дислокационными границами, часто оборванными, которые в дальнейшем «приобретают статус» межзеренных границ. Эти дислокационные границы разворотов обладают следующими свойствами:

- 1) сосредоточены на линии, ограничивающей в пространстве фронт поворота одной части кристалла относительно другой;
- 2) до приобретения статуса межзеренных границ вызывают вокруг себя плавное изменение кристаллографической ориентации которое при обходе по замкнутому контуру дает отличный от нуля результирующий поворот.

Такие дефекты называют *частичными дисклинациями*. Смысл слова дисклинация можно интерпретировать как «незавершенный поворот» (дислокация – незавершенный сдвиг); частичная – поворот происходит на угол, отличный от нуля и отличный от такого, поворот на который полностью бы восстановил симметрию кристаллической решетки. Интерпретацию дисклинаций как дефектов в сплошной среде мы дали в разделе 3.1, см. рис. 3.4.

Экспериментально установлено, что новые высокоугловые границы возникают вблизи межзеренных границ, которые присутствовали в металле до начала деформации. По характеру формоизменения можно сказать, что в металле возникают складки, примером которых могут служить складки на тяжелой портьерной ткани. Можно отметить, что в теории катастроф подобное изменение формы поверхности обычно описывают математической функцией, которую называют катастрофой I рода или катастрофой складки.

При увеличении степени деформации эти границы объединяются, а при больших сдвиговых деформациях замыкаются. При этом каждое исходное зерно металла оказываются раз-

битыми на отдельные фрагменты, разделенные границами, мало отличающимися от обычных межзеренных границ, которые присутствовали в металле до начала деформации. Дислокационная пластичность развивается внутри каждого фрагмента, плотность дислокаций растет, достигает критического значения, вслед за чем происходит образование новой границы фрагмента. Строительным материалом для новой границы являются дислокации, см. материалы главы 4. Движущие силы такого превращения мы описали в разделе 4.5.

Поскольку при перестройке структуры типа «скопление→стенка» происходит уменьшение энергии системы, то образование границы фрагмента можно признать релаксационным актом, который на диаграмме σ – ϵ сопровождается сбросом – уменьшением деформирующих напряжений, а сама диаграмма приобретает пилообразный вид. Избыток энергии выделяется в окружающую среду в виде теплоты, в связи с чем начало ротационной пластичности можно определить по тепловому эффекту взаимодействия.

5.8. МОДЕЛЬ «ХИЩНИК – ЖЕРТВА» ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРЕВРАЩЕНИЙ ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Из предыдущего раздела следует, что при увеличении степени деформации в металле возникают новые границы типа межзеренных, которые имеют деформационное происхождение и возникают при перестройке дислокационных структур под действием внешних и внутренних полей напряжений. Поскольку образование новой границы сопровождается релаксацией напряжений, то в данном случае к металлу применима известная модель, известная под названием «хищник–жертва». Она широко используется для описания открытых термодинамических систем, например, для описания динамики популяций, где она носит название процесса Лотки-Вольтерра. Эта модель была предложена для описания периодичности количества добытых шкурок пушного зверя. Рост числа зверьков $x_1(t)$, например, белок стимулирует размножение хищников, количество которых $x_2(t)$, рис. 5.23. Размножение хищников, например, куниц, поедающих белок, идет тем интенсивнее, чем больше корма в виде белок. Наконец, хищников становится так много, что они поедают почти всех белок. Тогда среди хищников начинается голод, мор, интенсивность их размножения резко падает. Уменьшение количества хищников вызывает новый рост поголовья белок и т.д. – процесс периодически повторяется с запаздыванием числа хищников $x_2(t)$.

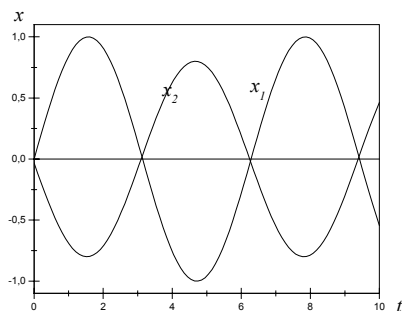
Зверьки-жертвы числом x_1 живут на неограниченных запасах пищи A и размножаются со скоростью k_1x_1 . Зверьки-хищники живут за счет зверьков-жертв и в их отсутствие вымирают со скоростью k_2x . Таким образом, динамика системы определяется следующими дифференциальными уравнениями:

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= k_1x_1 - \beta x_2x_1; \\ \dot{x}_2 &= \beta x_1x_2 - k_2x_2.\end{aligned}\quad (5.6)$$

Максимумы $x_1(t)$ и $x_2(t)$ смещены по фазе, что отражает конкуренцию участвующих в процессе популяций.

Картина, аналогичная изложенной, наблюдается в металле при ротационном механизме деформации и перестройке границ поворота в границы типа межзеренных. Для этого случая $x_1(t)$ – уровень напряжений, создаваемых за счет увеличения плотности дислокаций, $x_2(t)$ – напряжения, создаваемые вновь образуемыми границами. Если ротации происходят за счет образования и распространения по кристаллу дисклинационных диполей, которые затем

преобразуются в границу типа межзеренной, то динамика системы может быть описана уравнениями, близкими в (5.6):



$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} &= A\rho - B\rho^2 - C\rho n; \\ \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} &= D\rho n - En,\end{aligned}\quad (5.7)$$

где A, B, C, D, E – коэффициенты; ρ – плотность дислокаций; n – плотность дисклинационных диполей; $A\rho$ описывает скорость размножения дислокаций; $B\rho^2$ – скорость аннигиляции дислокаций; $C\rho n$ – скорость поглощения дислокаций дисклинационными диполями.

Решение системы (5.7) позволяет получить период колебаний $x_1(t)$:

$$\varepsilon_T = \frac{2\pi}{\sqrt{A-E}}. \quad (5.8)$$

Таким образом, можно провести аналогию между процессами, которые происходят в живой природе и процессами пластической деформации металлов.

5.9. ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ МЕТАЛЛА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ФРАГМЕНТИРОВАННОЙ СТРУКТУРЫ

Как мы показали в предыдущих разделах, пластическая деформация с большими степенями деформации сопровождается образованием фрагментированной структуры, т.е. появлением новых межзеренных границ, разграничивающих фрагменты зерен. Размер этих фрагментов может составлять $50 \div 100$ нм. Таким образом, при помощи пластической деформации

в металле можно создать не только мелкокристаллическую структуру с размером зерна до 10 мкм, но и сверхмелкокристаллическую (до 1 мкм) и даже нанокристаллическую (размер фрагмента до 50÷100 нм). Получение мелкозернистого материала интересует материаловедов как средство повышения прочностных свойств металла.

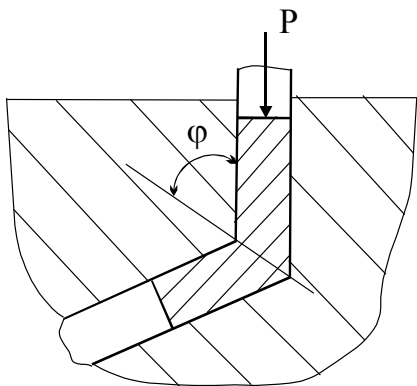


Рис. 5.24. Схема равноканального углового прессования матрицу и на выходе из нее равны, т.е. деформация осуществляется без изменения формы.

Получение нанокристаллической структуры металла бывает сопряжено с рядом технических трудностей. В первую очередь они вызваны тем, что нанокристаллическую структуру можно получить после больших пластических деформаций: $\varepsilon \geq 2 \div 2,5$, где ε – истинная деформация.

Одним из эффективных способов пластической деформации с большими вытяжками является равноканальное угловое прессование. Термин «равноканальная» употреблен

для того, чтобы отметить, что сечения металла на входе в

Структурные изменения в металле за счет сдвиговой деформации очень велики.

На рис. 5.24 показана схема равноканального углового прессования. Сущность способа состоит в продавливании заготовки последовательно через два пересекающихся канала одинакового сечения, на плоскости пересечения которых сосредоточивается однородная локализованная деформация простого сдвига высокой интенсивности:

$$\Delta\gamma = 2\text{ctg}\varphi,$$

где φ – половина угла пересечения каналов инструмента.

Осуществление простого сдвига при неизменном сечении заготовки позволяет достигать необходимой величины интенсивности накопленных деформаций сдвига путем циклического продавливания образца по заданной комбинации плоскостей:

$$\gamma = N\Delta\gamma = 2N \text{ctg} \varphi,$$

где N – число циклов деформирования.

Соответствующая величина истинных деформаций определяется по формуле

$$\varepsilon = \text{arcsch} \frac{\gamma}{2}.$$

Например, при $\varphi=45^\circ$, $N=4$ достигается истинная деформация $\varepsilon=2$, при $N=12$ $\varepsilon=3$, при $N=16$ $\varepsilon=3,5$.

Таким образом, за небольшое количество переходов может быть обеспечено очень большая сдвиговая

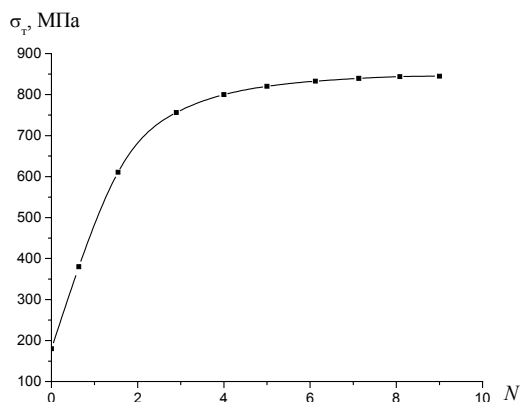


Рис.5.25. Зависимость предела текучести никеля от количества переходов при прессовании, $\varphi=45^\circ$

деформация. При $\varphi=45^\circ$ и $N=16$ это в никеле и меди можно получить структуру со средними размерами фрагментов до 200 нм (0,2 мкм). Для материаловедов представляет наибольший интерес формирование прочностных свойств при достижении нанокристаллической структуры металла. Характерная зависимость предела текучести никеля от количества переходов при прессовании показана на рис. 5.25. К сожалению, в проведенных экспериментах не удалось достичь той прочности (предела текучести), которая ожидалась в соответствии с соотношением Петча-Холла. Аналогичные зависимости наблюдаются и для других исследованных материалов меди, алюминия, железа и других материалов.

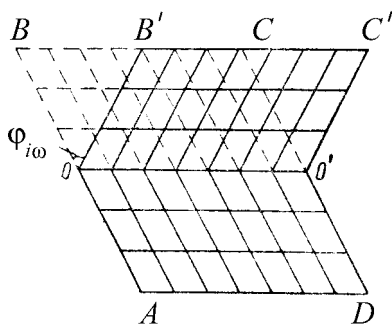


Рис. 5. 26. Схема двойнико-
вания

5.10. ДВОЙНИКОВАНИЕ – ОСОБЫЙ ВИД ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ

Явление двойникования давно привлекает к себе внимание исследователей. С середины прошлого века ведется изучение различных его аспектов. Расшифрована атомная структура возникающих двойниковых прослоек, изучена кристаллогеометрия зарождения и движения двойников, выявлено их влияние на механические и физические свой-

ства твердых тел.

Двойникование приводит к симметричному изменению ориентировки одной части кристалла по отношению к остальному его объему, рис. 5.26. Показано двойникование с изменением формы кристалла. Такое изменение можно получить, сдвигая верхнюю плоскость кристалла на величину BB' или зеркально отражая кристалл относительно плоскости OO' . Сдвойникованный образец можно получить также – путем операций поворота кристаллографических плоскостей. Вне зависимости от путей получения конечного состояния двойник в деформированном кристалле проявляется как область с закономерно переориентированной на угол θ кристаллической решеткой.

Двойники имеют когерентные границы, которые представляют по сути большеугловые специальные границы деформационного происхождения, а некогерентные границы двойников – обычные границы зерен или малоугловые границы (дислокационные стенки). Поэтому двойникование металла можно считать особым видом переориентации в кристаллах и не выделять его в качестве особого механизма деформации.

Двойникование происходит по достижении определенной критической величины касательных напряжений и, как скольжение, идет с соблюдением определенных кристаллографических соотношений (табл.5.1). Плоскости зеркального отражения называют плоскостью двойникования, направление смещения – направлением двойникования.

Кристаллографические характеристики двойникования в металлах

Симметрия	Плоскость двойнико- вания	Направление сдвига	Вторая неиска- женная плос- кость	Направление сдвига	Макроскопический сдвиг
ОЦК (Cr, α -Fe)	(112)	$[11\bar{1}]$	(11 $\bar{2}$)	[111]	0,707
ГЦК (Cu, Ni)	(111)	$[11\bar{2}]$	(11 $\bar{1}$)	[112]	0,707
ГПУ (Mg, Re, Be)	(10 $\bar{1}2$)	$[\bar{1}011]$	(10 $\bar{1}2$)	10 $\bar{1}1$	$\frac{a(3-c^2/a^2)}{\sqrt{3}c}$

Как и при образовании полос сброса, при двойниковании наблюдается акустический эффект – характерное потрескивание металла.

Сопоставим особенности двойникования и других проявлений ротационной деформации.

1. Двойникование, как и переориентация, развивается в том случае, если затруднена деформация скольжением. Это может быть невыгодная ориентация систем легкого скольжения, высокая скорость деформации, низкая температура или другие факторы. Важную роль для зарождения двойникования играет неоднородность напряженного состояния. Двойники интенсивно зарождаются при действии на кристалл сосредоточенной нагрузки, при вдавлении твердого лезвия, при уколе, при нанесении царапин. Смена механизмов деформации скольжение – двойникование может происходить при увеличении дисперсности упрочняющей фазы. Уменьшение размера зерна и переход от литого к деформированному состоянию приводит к смене преимущественного механизма деформации: для литого характерно двойникование, а для деформированного и отожженного – скольжение.

2. Двойники часто имеют форму пластин, проходящих через весь образец или зерно поликристалла, что делает их при этом сходными с полосами сброса (см. раздел 5.7). Форма вершин заторможенных двойников также во многом аналогична форме фронтов полос переориентации. Развитие двойникования по нескольким системам приводит к пересечению двойников, что может быть названо *фрагментацией при двойниковании*.

3. Количественные характеристики двойников включают их размеры, величину переориентации решетки θ , критическое напряжение начала двойникования, область температур интенсивного протекания процесса. Прохождение двойника по кристаллу приводит к сбросу напряжений на диаграмме σ – ϵ , а деформация двойникованием – к прерывистому характеру течения и зависимости σ – ϵ .

4. Двойники в металлах могут возникать в металлах в результате отжига. Возможной причиной этого явления является стабильность границ, которые возникают при образовании переориентированных областей. Сохраняясь при нагреве, они хорошо проявляются на фоне отожженного металла, рис. 5.27.

5. Двойникование, как и другие виды переориентации, связано с образованием микротрещин и разрушением. Однако в отличие от полос переориентации взаимосвязь двойникования и разрушения изучена более основательно. При пересечении двойников образуются трещины — так называемые каналы Розе. Они наблюдаются также перед заторможенным двойником в теле зерен или на его границе. Кроме того, хорошо известно явление *отдельности* – хрупкое раскрытие трещины по одной из границ двойниковой прослойки. С другой стороны, макротрещина как концентратор напряжений и источник неоднородного напряженного состояния не может не вызывать двойникования, если при этом имеются другие необходимые условия. Действительно, такие факты релаксации упругого поля трещин переориентацией кристаллической решетки с помощью двойникования часто имеют место. Процесс зарождения и роста двойников часто носит лавинообразный неустойчивый характер,



Рис. 5.27. Двойники отжига в

что лишний раз подчеркивает его связь со сбросообразованием. В этом случае на диаграммах σ – ϵ имеются резкие скачки.

Отличия двойникования от других видов переориентации в принципе обусловлены только одной причиной – существованием специальной разориентировки на когерентной границе двойниковой прослойки. В итоге поверхностная энергия такой границы оказывается низкой ($0,01 \div 0,2$ Дж/м²). Это приводит к повышенной ве-

роятности зарождения и существованию упругих двойников, которые легко появляются при наложении нагрузки и также легко исчезают при ее снятии. Для других видов полос переориентации подобная обратимость не обнаружена.

5.11. ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛА НА ПРИМЕРЕ ХОЛОДНОКАТАННОГО РЕНИЯ

Приведем пример одного из возможных сценариев формирования дефектной структуры металла во время его пластической деформации от ее начала до момента разрушения. Исследованный металл – рений получают вакуумной дуговой или электронно-лучевой плавкой с кристаллизацией расплава в водоохлаждаемой медной форме. В литом состоянии металл имеет крупное зерно размером $5\div 10$ мм, и при холодной прокатке разрушается при деформации $1\div 3\%$. Возможной причиной хрупкости металла является состояние межзеренных границ, которые имеют высокие углы разориентации и высокую удельную энергию. По границам располагаются примесные атомы, в первую очередь газы, присутствие которых увеличивает поверхностную энергию границ практически до уровня свободной поверхности.

В литом состоянии основным механизмом деформации рения является двойникование, рис.5.11, а первые трещины во время прокатки возникают на межзеренных границах в местах их тройных стыков, рис.5.19.

Между операциями прокатки выполняли отжига в вакууме при температуре $1600\text{ }^{\circ}\text{C}$ в вакууме. При этом происходила дегазация металла, все более высокая по мере уменьшения толщины металла. Размер зерна постепенно уменьшился до $20\div 30$ мкм, возникли новые границы деформационного происхождения, которые при термической обработке превратились в обычные межзеренные границы с малой энергией.

Преимущественным механизмом деформации при уменьшении толщины металла становится дислокационный со сменой его ротационным при больших степенях деформации. Температура плавления рения $\sim 3670\text{ K}$, поэтому комнатная температура деформации составляет $\sim 0,082T_{\text{пл}}$ и практически исключает возможность протекания диффузионных процессов возврата и релаксации напряжений.

Рассмотрим стадии формирования дефектной структуры рения при холодной прокатке фольги толщиной $30\div 60$ мкм на прокатном стане с диаметром рабочих валков 15 мм. Условно разобьем процесс формирования структуры на отдельные стадии, но при этом будем все же помнить, что в силу вероятностного характера свойств различных микрообъемов металла при одной величине деформации в металле могут возникнуть различные типы структуры. В связи с этим в металле нет резкой границы раздела стадий структурообразования, система плавно переходит от одного состояния к другому. Более резко отдельные стадии выделяются при деформации монокристаллов, но здесь мы будем рассматривать деформацию только поликристаллов.

1. В исходном недеформированном состоянии металл хорошо отожжен при температуре не ниже $0,5T_{\text{пл}}$. Дислокаций в таком металле мало, сосредоточены они в основном вблизи границ (рис.5.29,а). По-видимому, в хорошо приготовленном отожженном металле плот-

ность дислокаций ρ невелика и составляет не более $1 \cdot 10^8 \text{ м}^{-2}$. Распределение дислокаций крайне неравномерное, их можно наблюдать в виде небольших колоний, одна из которых показана на фотографии.

2. На начальной стадии пластической деформации течение металла происходит за счет перемещения дислокаций и выхода их на поверхность образца. Общая деформация металла является результатом большого числа элементарных сдвигов – выходов дислокаций на поверхность.

Дислокации, встречая на пути скольжения препятствия в виде примесных атомов, дислокаций других систем скольжения, границ и прочих дефектов, взаимодействуют с ними, размножаются. При этом увеличивается их плотность (общая протяженность в объеме) и достигает значений 10^{12} м^{-2} , а сами дислокации более или менее равномерно заполняют весь объем металла, рис.5.29,б.

3. На фоне однородного распределения дислокаций возникают возмущения дислокационной плотности в виде клубков, сплетений, жгутов и тому подобных образований (рис.5.29,в).

4. С увеличением степени деформации происходит перераспределение дислокаций при одновременном увеличении их плотности. При степени деформации $\varepsilon = 0,1 \div 0,2$ наблюдаемая плотность дислокаций достигает $10^{14} \div 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а дислокации расположены в виде ячеистой структуры (рис.5.29,г), для которой характерно образование микрообъемов размером до нескольких микрометров, относительно свободных от дислокаций. Эти объемы (ячейки) отделены друг от друга дислокационными перегородками (стенками), в которых плотность дислокаций $\rho_{\text{гр}}$ примерно на порядок выше, чем средняя по объему: $\rho_{\text{гр}} \approx 10 \rho$. Дислокационные ячейки разориентированы относительно друг друга на небольшие углы, металл достаточно однороден.

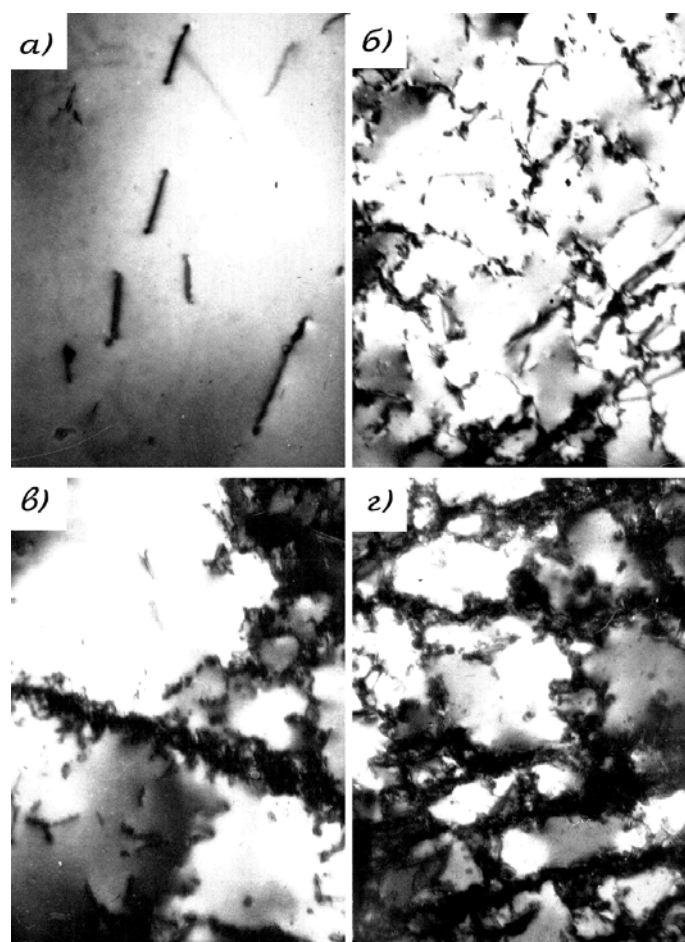


Рис. 5.29. Стадии формирования структуры при холодной прокатке рения: *а* – дислокации в недеформированном металле; *б* – «дислокации леса», $\varepsilon=1,5\%$; *в* – дислокационный жгут, $\varepsilon=3\%$; *г* – ячеистая структура, $\varepsilon=10\%$

5. При завершении формирования ячеистой дислокационной структуры или на фоне ее совершенствования в металле начинает действовать дополнительный механизм деформации – ротационный (рис. 5.30,*а*). Объемы металла, включающие десятки или сотни дислокационных ячеек, совершают совместный разворот относительно исходной ориентации. Объем металла разбивается на фрагменты, а процесс ротационной пластичности напоминает образование складок, например на тканях, рис. 5.31.

На данной стадии деформации в кристалле появляются крупномасштабные по сравнению с размером ячеек неоднородности кристаллографической ориентации. Они связаны с образованием границ качественно нового типа. Эти границы располагаются вдоль сформированных ранее границ дислокационных ячеек и вызывают разориентацию отдельных объемов кристалла на углы $\theta > 1^\circ$. На рис. 5.30,*а* разориентация отдельных микрообъемов достигает $12 \div 15^\circ$.

Границы деформационного происхождения, как правило, обрываются внутри кристалла и группируются парами. Границы, объединенные парами, вызывают приблизительно оди-

наковые, но противоположно направленные развороты. Вследствие этого на большом удалении от такой пары ориентация кристалла остается неизменной (см. рис. 5.31).

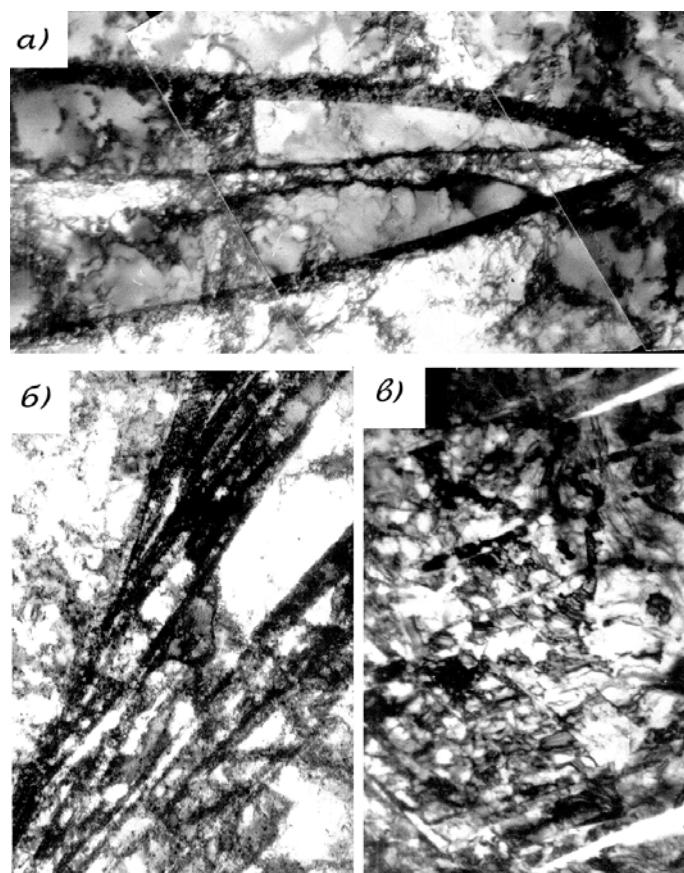


Рис. 5.30. Стадии формирования структуры при холодной прокатке рения: *a* – начальная стадия ротационной пластичности, $\varepsilon=12\%$; *б* – развитие ротационного механизма деформации – ротации вблизи границы зерна, $\varepsilon=30\%$; *в* – появление микротрещин в сильнодеформированном металле, $\varepsilon=65\%$

Образование основных носителей ротационной деформации – частичных дисклинаций – происходит за счет перестройки и взаимодействия отдельных дислокаций и их скоплений, т.е. поворотный, турбулентный механизм действует на фоне ламинарного. Проявление подобного эффекта можно ожидать при плотности дислокаций $\rho \approx 10^{14} \text{ м}^{-2}$, т.е. при относительно небольшой величине деформации, но достаточно больших значениях ρ .

На стадии начала ротационной пластичности разворот отдельных объемов металла, происходящий на мезоскопическом масштабном уровне, носит упругий характер и создается за счет накопления дислокационных зарядов противоположных знаков по обе стороны границы поворота $\Delta\rho^{(+)}$, $\Delta\rho^{(-)}$ (см. рис. 5.32, б, в). Эти дислокационные заряды создают поля упругих напряжений, искажающих кристалл упруго. В этом случае границы поворота по сути – дислокационные границы и имеют упругий характер, т.е. при снятии дислокационных зарядов должны исчезнуть.

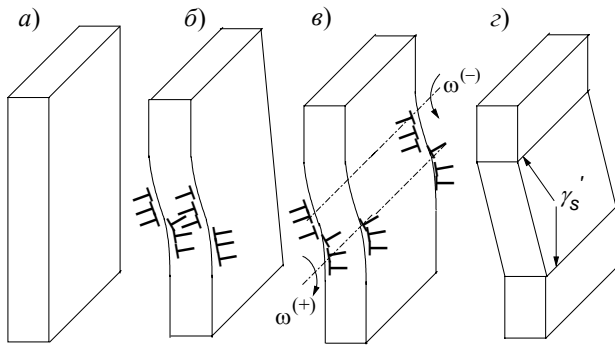


Рис. 5.31. Стадии ротационной пластичности

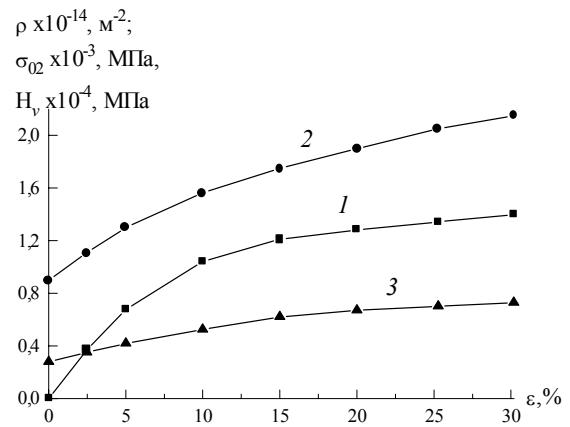


Рис. 5.32. Зависимость плотности дислокаций (1), предела текучести (2) и микротвердости (3) рения от степени деформации при холодной прокатке

Когда в кристалле совершается поворот отдельных объемов на угол θ , это можно интерпретировать как прохождение по кристаллу дисклинации с вектором Франка, равным углу поворота θ , но противоположным по знаку. Прохождение дисклинации иллюстрирует рис. 5.31,б, соответствующий микрофотографии на рис. 5.30,а. Таким образом, взаимный разворот отдельных областей кристалла развивается вдоль осей разворотов ω , что еще раз подчеркивает сходство с развитием складки на ткани.

Мощность дисклинационного разворота $\omega^{(+)}$ или $\omega^{(-)}$ определяется мощностью дислокационных зарядов $\Delta\rho^{(+)}$ и $\Delta\rho^{(-)}$, связанных с величиной и особенностями пластической деформации, а также со свойствами кристалла – плотностью дефектов, упругими характеристиками, кристаллографией скольжения и др.

6. Увеличение степени деформации приводит к образованию фрагментов с большими углами разориентации, причем это происходит на фоне продолжающегося дислокационного механизма (рис. 5.31,б). Границы фрагментов состоят из дислокаций, плотность которых настолько велика, что различить отдельные дислокации на экране электронного микроскопа невозможно. С увеличением деформации границы совершенствуются, становятся еще более узкими. В некоторый момент границы поворота превращаются в границы типа межзеренных, но уже деформационного происхождения.

Эти границы, как и упругие дислокационные границы поворота, могут обрываться в кристалле (зерне) за счет испускания менее мощных упругих границ разворота. Термодинамическую выгодность такого качественного изменения структуры материала рассмотрим далее, а к моменту смены механизма пластической деформации будем обращаться еще не раз.

7. При дальнейшем увеличении степени деформации металл исчерпывает возможные механизмы пластической деформации, ресурс его пластичности вырабатывается, начинается процесс разрушения – зарождение, рост, размножение трещин, что приводит в конечном

итоге к макроразрушению деформируемого металла. На рис. 5.30,в видно, что плотность дефектов кристаллического строения достигла такой величины, что различить отдельные дефекты достаточно трудно. Металл исчерпал весь резерв структурных состояний, и на общем фоне появились трещины как признак деградации системы, которые развиваются вдоль границ фрагментов, т.е. границ деформационного происхождения.

На рис. 5.32 представлена зависимость плотности дислокаций и прочностных характеристик рения от степени деформации при холодной прокатке.

Итак, в процессе пластической деформации металл реагирует на вынужденное формоизменение, включая постепенно, последовательно различные механизмы деформации и образуя при каждом значении деформации определенный тип структуры. Можно отметить, что каждому значению деформирующих напряжений и деформационного упрочнения соответствует вполне определенный тип структуры данного металла.

Анализ многочисленных экспериментальных данных по формированию структур деформированных металлов позволяет сделать вывод, что процессы структурообразования в различных металлах имеют весьма сходную последовательность явлений, или сценарность – этапы формирования структуры одни и те же. Отличия, конечно же, существуют, однако они невелики и проявляются на начальной стадии деформации.

Особенности могут состоять и в наличии еще одного дополнительного механизма деформации, например, за счет обратимых мартенситных превращений, могут проявляться и на окончательной стадии – при разрушении.

Итоги главы 5

1. По мере увеличения степени пластической деформации структура деформированного металла становится более сложной – плотность дислокаций увеличивается, дислокации выстраиваются в конфигурации, которые называются «дислокациями леса», сплетениями, клубками, жгутами. Вслед за этим в металле формируется ячеистая структура – весь объем зерен разграничен дислокационными стенками на микрообъемы размером ~ 1 мкм, которые

разориентированы на углы до 1° в пределах каждого зерна. При этом изменение формы металла осуществляется за счет дислокационного механизма – выхода на поверхность металла огромного количества дислокаций, каждая из которых образует на поверхности микроскопическую ступеньку размером в одно межатомное расстояние (более точно – размером в вектор Бюргерса дислокации).

2. При увеличении степени деформации в металлах может наблюдаться переход к новому механизму деформации – ротационному. При этом происходит разворот отдельных объемов металла размером в единицы и десятки микрометров вокруг некоторых осей на углы в единицы и десятки градусов. Пластическая деформация металла при этом напоминает образование складок на ткани. Носителями такого типа деформации являются дефекты, которые называются частичными дисклинациями.

3. Образование складок – кристаллографически переориентированных областей в металле заканчивается образованием новых границ. Если эти новые границы деформационного происхождения ограничивают микрообъемы металла, то такая структура называется фрагментированной.

4. Двойникование в металле является частным случаем образования переориентированных областей в кристалле, частным случаем ротационной пластичности.

Глава 6. ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗУПРОЧНЕНИЕ ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА

6.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ И СТАДИИ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА

Для снятия упрочнения и повышения пластичности металла выполняют его термическую обработку. В основу теории этого процесса положены экспериментальные данные последних 70–80 лет. Принято считать, что при нагревании деформированный металл стремится перейти в равновесное состояние, характеризуемое при определенной температуре минимумом свободной энергии. Возврат механических свойств, т.е. снижение прочностных и повышение пластических характеристик металла, начинает ощущаться по мере активации диффузионных процессов. Наиболее низкотемпературным процессом считается «отдых», при котором происходит некоторое перераспределение дислокаций, уменьшение радиуса их кривизны, уменьшение плотности дислокаций одного знака. Скорость отдыха контролируется в основном диффузионным потоком вакансий и примесных атомов вдоль границ и дислокационных трубок.

При более высоких температурах отжига дислокационные конфигурации типа скоплений, клубков, жгутов перестраиваются с образованием новых границ, в основном малоугловых. Подобная структура материала, когда весь его объем разбит малоугловыми границами на отдельные микрообъемы (субзерна), названа Р. Каном полигональной, а процесс ее формирования – полигонизацией. Это явление существенно снимает деформационное упрочнение и препятствует протеканию другого процесса – рекристаллизации. На рис. 7.1 в качестве примера показаны полигональная и рекристаллизованная структуры рения после холодной прокатки и последующего отжига.

Анализ экспериментальных данных позволил сделать заключение, что процесс рекристаллизации состоит в образовании некоего зародыша размером в несколько межатомных расстояний и в последующем его росте за счет упругой энергии, накопленной во время деформации. Зародыш должен быть образован синхронным перескоком некоторого количества атомов из неравновесного в равновесное положение, что позволяет сформировать новую

границу, разделяющую неравновесную и равновесную фазы. Поскольку вероятность синхронного перескока для большого количества атомов ничтожно мала, считается, что зародыш должен быть весьма мал, $d \approx (3 \div 4)a$, где a – параметр решетки.

Отметим, что теория рекристаллизации создавалась в те времена, когда понятия ротационной пластичности и образования новых межзеренных границ при пластической деформации еще не были сформулированы.

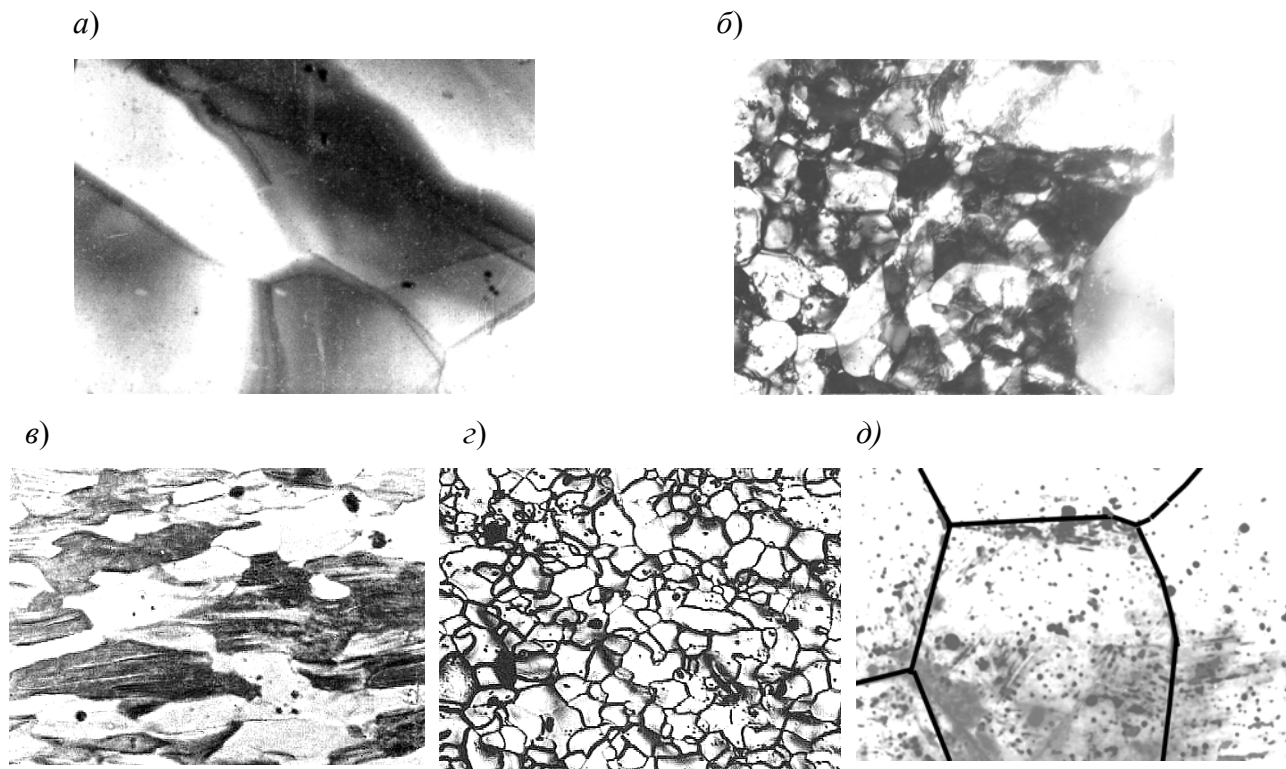


Рис. 7.1. Структура отожженного свинца:

a – после полигонизации, $\times 25000$ (фольга после отжига при $T=1250$ °С, просвечивающий электронный микроскоп); *б* – после полигонизации, протекающей одновременно с рекристаллизацией, $\times 15000$ (фольга после отжига при $T = 1350$ °С, просвечивающий электронный микроскоп); *в* – после холодной прокатки, степень деформации $\varepsilon = 30\%$, $\times 120$ (оптический микроскоп); *г* – после первичной рекристаллизации, $\times 120$ (после отжига при $T = 1600$ °С, оптический микроскоп); *д* – после собирательной рекристаллизации, $\times 120$ (после отжига при $T = 1900$ °С, оптический микроскоп)

К моменту окончания первичной рекристаллизации общая поверхность равноосных зерен, выросших из зародышей, может быть больше суммарной поверхности вытянутых деформированных зерен. Несмотря на это, свободная энергия у рекристаллизованного металла меньше, чем у деформированного за счет уменьшения плотности дислокаций внутри зерен.

Явление рекристаллизации обычно протекает в соответствии с закономерностями, которые были выявлены экспериментальным путем:

- для протекания рекристаллизации необходима некоторая минимальная пластическая деформация;
- чем меньше степень предварительной деформации, тем выше температура, необходимая для начала рекристаллизации;

- с увеличением продолжительности отжига температура рекристаллизации снижается;
- конечный размер зерна металла после рекристаллизации в большей мере зависит от степени предварительной деформации, чем от температуры отжига;
- чем больше исходный размер зерна, тем большая степень деформации требуется для того, чтобы рекристаллизация шла при заданной температуре в течение определенного отрезка времени;
- степень деформации, необходимая для получения определенного деформационного упрочнения, увеличивается с повышением температуры деформации;
- поглощение новыми зернами деформированных зерен идентичной или слегка отличающейся ориентации идет с меньшей скоростью;
- продолжение нагревания после первичной рекристаллизации вызывает увеличение размера зерна (процесс собирательной рекристаллизации).

Для описания результатов рекристаллизации строят диаграммы, которыми удобно пользоваться на практике: $d=d(\varepsilon, T)$, где d – размер зерна после рекристаллизации; ε – степень предварительной деформации; T – температура отжига при постоянной его продолжительности.

Условия возникновения зародышей новых зерен и их роста сформулированы, исходя из понятий о напряжениях, создаваемых в материале дислокациями, генерированными во время пластической деформации. Для образования зародыша нового зерна размером d_0 требуется плотность дислокаций $\rho_0 = \gamma'_s / d_0 w_d$, где w_d – энергия дислокации единичной длины; γ'_s – удельная поверхностная энергия межзеренной границы.

Так, в меди при $G = 4,5 \cdot 10^{10}$ Па, $w_d \approx 30 \cdot 10$ Н, $\gamma'_s = 0,5$ Дж/м² для образования зародыша нового зерна размером $d_0 = 1$ нм $\approx 3a$ требуется плотность дислокаций $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{17}$ м⁻², которая практически недостижима даже в сильнодеформированных металлах. Зародыши более крупного размера требуют меньшей плотности дислокаций, но для них трудно обеспечить синхронность перескока в равновесное состояние. В этом состоит одно из противоречий теории термообработки деформированного металла, поэтому к вопросу образования зародышей рекристаллизации мы еще вернемся.

Условие роста зародыша нового зерна получают, полагая, что изменение поверхностной энергии за счет увеличения площади поверхности нового растущего зерна меньше, чем уменьшение упругой энергии полей дислокаций, «исчезнувших» в этом новом зерне:

$$\Delta W_s + \Delta W_d \leq 0$$

или в напряжениях

$$\sigma_d + \sigma_s = \Delta \rho w_d - \frac{\gamma'_s}{r} \geq 0,$$

где $\sigma_d = \Delta\rho w_d$ – напряжения, действующие на границе нового зерна и связанные с уменьшением плотности дислокаций в рекристаллизованном зерне; $\sigma_s = -\gamma_s'/r$ – напряжения типа поверхностного натяжения, действующие на границу и препятствующие росту зародыша.

Расчеты, выполненные для меди при $w_d = 30 \cdot 10^{-10}$ Н, $\gamma_s' = 0,5$ Дж/м², при достаточно высокой плотности дислокаций $\Delta\rho = 10^{14}$ м⁻² и радиусе зародыша $r = 0,1$ мкм показывают, что его рост подавляется поверхностным натяжением: $\sigma_d + \sigma_s = 0,3 - 0,5 = -4,7$ (МПа) < 0.

Тем не менее, модели, предусматривающие произвольное распределение дислокаций, были, очевидно, первыми более или менее правдоподобно количественно описывающими движущие силы первичной рекристаллизации.

По окончании первичной рекристаллизации, когда весь объем металла занят новыми, практически бездефектными (бездислокационными) зернами, свободная энергия металла значительно уменьшается, но структура остается термодинамически нестабильной. Эта нестабильность проявляется в изменении структуры из-за большой свободной энергии сильно развитой поверхности границ и неуравновешенности поверхностного натяжения на этих границах.

Экспериментально установлено, что термически стабильной конфигурацией зерен в металле является соединение каждого трех из них с углами при вершине 120°. Таким образом, в двухмерной модели зерна должны быть правильными шестиугольниками с прямолинейными сторонами, образующими гексагональную сетку границ. После первичной же рекристаллизации зерна имеют неправильную форму, различные размеры и число граней.

При повышении температуры или увеличении времени выдержки при данной температуре граница начинает мигрировать. Экспериментально установлено, что эта миграция направлена к центру кривизны границы. Рост одних рекристаллизованных зерен за счет соседних путем миграции границ называют собирательной рекристаллизацией. Движущими силами ее является свободная энергия границ зерен, а обязательным условием – неуравновешенность поверхностного натяжения, стремящегося выпрямить искривленные границы и создать равновесную конфигурацию границ в местах тройных стыков.

При отжиге тонких листов размер зерен становится равным толщине листа, их рост замедляется, но зерна продолжают расти в плоскости листа. После того, как их размер в 2÷3 раза превысит толщину листа, рост, как правило, прекращается. Принято считать, что одной из причин тормозящего действия свободных поверхностей является образование канавок термического травления в местах выходов границ зерен на эту поверхность. Канавки образуются из-за ускоренного испарения атомов с межзеренных границ и закрепляют границы, как бы привязывая их к соответствующим участкам поверхности.

Однако в ряде случаев это правило не выполняется. Например, в листах электротехнического железа или в текстурованных фольгах размер зерна может в десятки раз превосходить толщину металла.

Рост зерен при собирательной рекристаллизации может сильно замедлять кристаллографическая текстура, возникающая при первичной рекристаллизации. «Текстурное торможение» обусловлено тем, что границы зерен с небольшой взаимной разориентировкой, которая свойственна совершенной текстуре, имеют пониженную энергию γ_s' , в соответствии с чем скорость роста должна быть меньше.

Отметим, что в чистых литых или однофазных сплавах при отжиге без предварительной деформации зерна могут быстро расти за счет действия внутренних напряжений σ_s . При собирательной рекристаллизации зерна укрупняются более или менее равномерно, и металл можно характеризовать одним средним значением размера зерна.

В определенных условиях при нагревании деформированного металла может быть получена структура, состоящая из множества сравнительно мелких зерен приблизительно одинакового размера и гораздо меньшего числа очень крупных зерен, которые иногда могут достигать размеров до нескольких сантиметров. Такая структура возникает в результате неравномерного роста зерен, называемого вторичной рекристаллизацией: большинство зерен укрупняется очень медленно или практически вообще не растет, а отдельные зерна вырастают до больших размеров, «поедая» свое мелкозернистое окружение.

Процесс вторичной рекристаллизации – избирательный рост отдельных зерен – происходит при стабилизации размеров основного количества зерен и росте на этом фоне некоторых «нестабилизированных» зерен.

Причинами стабилизации зерен при собирательной рекристаллизации могут быть

- дисперсные частицы или сегрегации примесей на границах;
- «текстурное торможение»;
- «эффект толщины».

Если, например, матрица стабилизирована частицами второй фазы, то в силу случайных обстоятельств из-за неравномерности распределения или растворения этих частиц границы одних зерен могут быть значительно слабее заблокированы, чем границы большинства зерен. Именно такие зерна способны к избирательному росту.

Когда матрица стабилизирована «эффектом толщины», то решающее влияние на скорость роста оказывает энергия свободной поверхности зерен γ_s . Поэтому рост зерен, у которых грани с минимальной энергией совпадают с поверхностью листа, будет энергетически выгоден по сравнению с ростом других кристаллитов.

Подводя итог сказанному, следует отметить, что процессы, происходящие в деформированном металле при нагревании – полигонизация и рекристаллизация – имеют один характер: образование новых границ и их последующая миграция. Отличие состоит лишь в том, что при полигонизации образуются границы малоугловые, низкоэнергетические и малоподвижные, а при рекристаллизации – высокоугловые, высокоэнергетические (за исключением специальных) и подвижные.

Существующая теория термической обработки деформированного металла имеет некоторые недостатки, среди которых следует отметить следующие:

- не определены условия образования зародышей новых зерен;
- нет совпадения количественных оценок возможности протекания рекристаллизации с экспериментальными данными;
- не ясен вопрос о количественной теоретической оценке критических степеней деформации, после которых начинается рекристаллизация металла;
- не выяснено, как влияют условия нагревания, в первую очередь скорость нагревания, на процессы формирования структуры материала. Это оставляет без хорошей теоретической базы такое перспективное направление управления свойствами, как ускоренное, в том числе и лазерное, нагревание металлов.

Перечисленные недостатки делают необходимым усовершенствование существующей теории или создание новой. Для этой цели можно использовать концептуальный подход, который мы разрабатываем в данной работе. Поставим перед собой задачу – описать процессы термического разупрочнения при помощи описания структуры металла при помощи структурной энтропии и создать простой математический аппарат, который был бы удобен для реализации в компьютерной модели управления свойствами металлов.

6.2. ДВИЖУЩИЕ СИЛЫ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ

Концептуальную часть нашего подхода к формированию свойств металла при отжиге после деформации сформулируем следующим образом:

1. Процессы релаксации напряжений в металле стимулируются диффузией, активно протекающей в металлах при температуре $T \geq 0,4T_{пл}$.

2. Деформационное упрочнение и формирование дополнительных структур металлов происходят как при холодной, так и при горячей деформации, однако под влиянием активной диффузии при повышенных температурах они распадаются и $\Delta S_{стр}(\epsilon) \rightarrow 0$. В этих условиях материал имеет структуру, характеризуемую энтропией $\Delta S_{стр}(T)$, причем ее значение оп-

ределяет отклонение энтропии от равновесного значения и, согласно (6.31), обуславливает механическую прочность системы.

3. Рекристаллизацию, происходящую в металлах, можно трактовать не только как образование и рост зародышей нового зерна, но и как процесс образования новых границ с последующим возможным перемещением новой границы; строительным материалом для новых границ являются появившиеся в металле во время деформации дислокационные границы и другие дислокационные образования – скопления, сплетения, стенки. Образование новых границ – один из основных механизмов структурообразования в деформированных металлах и других неравновесных системах. Такой подход более конкретен и позволит по-новому оценить суть происходящих в металле явлений – не по поведению зародыша или зерна в целом, а по поведению только одного дефекта – поверхности раздела исследуемого зерна и остального объема металла.

4. При такой постановке задачи не имеет смысла подразделять полигонизацию и рекристаллизацию, которые по сути различаются только углами разориентировки или энергией границы раздела между объемами металла. На микрофотографии структуры рения после отжига при $T = 1350^\circ\text{C}$ (см. рис. 7.1,б) видны участки зерна, где дислокационные ячейки превратились в полигональные путем перестройки стенок дислокационных ячеек в малоугловые границы; справа внизу на фотографии видна часть растущего рекристаллизованного зерна. Отметим, что размер исходных полигональных ячеек приблизительно равен размеру дислокационных ячеек в деформированном металле.

5. Внутренние напряжения в металле, величина которых обусловлена неравновесностью системы, при нагревании являются функцией двух переменных – структурной энтропии $\Delta S_{\text{стр}}(T)$ и изменения температуры ΔT .

7.2.1. Образование зародышей рекристаллизации во время горячей деформации

Рассмотрим образование зародыша рекристаллизации при постоянной температуре во время горячей деформации. В металле действуют внешние напряжения $\Delta\sigma$. Выполнив анализ изменения энергии системы при переходе ее из деформированного в рекристаллизованное, запишем условие образования «бездефектного зародыша» (или образования новой границы), как это было сделано ранее (см. раздел 4.5, часть 1):

$$\Delta\sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}} \geq \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}} \quad (7.1)$$

Выражение (7.1) свидетельствует о том, что энергия деформационного упрочнения и работа пластической деформации были во время превращения израсходованы на образование новой границы, отгораживающей зародыш от остального объема металла. В рассматри-

ваемой ситуации дефекты кристаллического строения в объеме v являются «строительным материалом» для «вновь возведенной» межзеренной границы, а напряжения $\gamma'_s/a_{\text{гp}}$ – энергетическим барьером, который необходимо преодолеть при ее формировании. Образование новой границы свидетельствует о появлении некоторого объема v , свободного от внутренних напряжений, поскольку эти напряжения вместе с создающими их дефектами (дислокациями или дислокационными образованиями) были использованы при создании новой границы. Новая граница создает вблизи себя поля упругих напряжений (см. раздел 4.5, часть 1). Таким образом, появление зародыша связано с перераспределением дефектов кристаллического строения и преобразованием упругой энергии дислокаций в поверхностную энергию новой границы.

Отметим, что переход одного типа энергии в другой в данном случае носит чисто условный характер, который используется нами только для удобства описания явления. В действительности, как мы уже отмечали в части 1, и упругая энергия дефектов, и энергия границ раздела имеют одну природу – искажение энергии электростатического ион-электронного взаимодействия в металлах за счет либо изменения объема, либо заряда, приходящихся на одну межатомную связь.

Заметим, что появление зародыша и новой границы, отгораживающей его от остального металла – две неотделимые стороны одного явления. В роли зародышей могут выступать дислокационные ячейки, стенки которых перестраиваются в новые границы. Разориентация ячеек, как известно, может составлять углы от нескольких минут до десятков градусов; последнее наблюдается после ротационной пластичности по разные стороны границы фрагмента.

Выполним численную оценку условий рекристаллизации по критерию (7.1) на примере меди при температуре $T = 1100$ К. Пусть во время горячей деформации возникает новая межзеренная граница с удельной энергией $\gamma'_s = 0,15\gamma_s = 0,17$ Дж/м². При $a_{\text{гp}} = 1,1a = 0,4$ нм энергетический барьер для образования новой границы составляет $\gamma'_s/a_{\text{гp}} = 425$ МПа. Считаем, что при больших скоростях деформации $\dot{\epsilon} > 10^2$ с⁻¹ релаксационные процессы произойти не успевают и при выполнении условия $\Delta\sigma = DT\Delta S_{\text{стр}}/\mu$ образование новых границ произойдет при внешних напряжениях $\Delta\sigma \approx 210$ МПа.

Сопротивление деформации меди при 1100 К и скорости деформации 10^2 с⁻¹ $\sigma = 210$ МПа не достигается при малых скоростях деформации, поэтому процессы термического разупрочнения должны идти за счет образования малоугловых или специальных низкоэнергетических границ, т. е. путем полигонизации. Именно это явление и обнаруживается в меди и

некоторых ее сплавах при горячей деформации, а элементы рекристаллизации появляются после больших степеней деформации, $\epsilon > (50 \div 60)\%$.

7.2.2. Рост зародышей новых зерен во время полигонизации или рекристаллизации

На рис. 7.2 представлена микрофотография растущего зародыша нового зерна в деформированном рении. Видно, что в зародыше дислокации практически отсутствуют, а вокруг него металл насыщен дефектами кристаллического строения.

Если зародыши новых рекристаллизованных зерен образованы из дислокационных ячеек, то их размер r существенно меньше размера зерна R , в котором происходит рекристаллизация, $r \ll R$. Действительно, согласно экспериментальным данным [6], $r_{\min} \approx 0,2$ мкм, а для рекристаллизованного зерна $R \approx (15 \div 100)$ мкм. Таким образом, $R/r \approx 75 \div 500$. Это соотношение поможет нам сформулировать условие роста зародыша нового зерна.

Пусть некоторый объем металла V , в небольшой части которого v образовался зародыш нового зерна, характеризуется в исходном состоянии энергией при $T = \text{const}$:

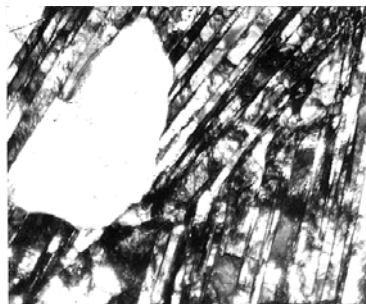


Рис. 7.2. Зародыш нового зерна в деформированном рении после отжига при $T=1350$ °C, $\times 20\,000$

$$W_1 = -\frac{DT}{\mu} (V-v) \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) + \frac{\gamma'_s v}{r} \approx -\frac{DvT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) + \frac{\gamma'_s v}{r}, \quad (7.2)$$

где r – радиус зародыша; $V \gg v$; $-DT \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon)$ – деформационное упрочнение, которое снимается при рекристаллизации.

В конечном состоянии новое рекристаллизованное зерно выросло до своих конечных размеров $r \approx (15 \div 100)$ мкм и заняло весь рассматриваемый объем металла V . В этом случае

$$W_2 = \frac{\gamma'_s V}{R},$$

где V/R – площадь поверхности зерна.

Общее изменение энергии системы за время миграции границы на расстояние R составит

$$\Delta W_{\Sigma} = W_2 - W_1 = \gamma'_s \left(\frac{V}{R} - \frac{v}{r} \right) + \frac{DvT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon).$$

Условие энергетической выгодности процесса запишем, как обычно, в виде

$$\Delta \sigma = \frac{\partial W_{\Sigma}}{\partial v} > 0$$

Поскольку площадь зерна V/R намного больше площади зародыша v/r , можно записать:

$$-\frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) \geq \frac{\gamma'_s}{R} \quad (7.3)$$

В том случае, если в металле действуют внешние напряжения и стимулируют миграцию границ, критерий миграции границ принимает вид

$$\Delta\sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\varepsilon) \geq \frac{\gamma'_s}{R} \quad (7.4)$$

Выражения (6.3) и (6.4) позволяют объяснить фактически все приведенные выше экспериментальные данные по исследованию статической и динамической рекристаллизации. Так, например, необходимость критических степеней деформации вызвана энергетическим барьером $\gamma'_s/a_{\text{гр}}$; наибольшая подвижность высокоугловых границ обусловлена наибольшим значением γ'_s ; высокая скорость динамической рекристаллизации объясняется добавкой $\Delta\sigma$ к движущим силам статической рекристаллизации; более предпочтительной является миграция вогнутых границ, поскольку для этих участков локальный радиус кривизны меньше нуля и напряжения $-\gamma'_s/r$ имеют тот же знак (+), что и $-DT\Delta S_{\text{стр}}/\mu$.

Таким образом, движущими силами роста рекристаллизованного зерна являются разность энергий деформационного упрочнения по разные стороны мигрирующей границы и лапласовы напряжения $-\gamma'_s/R$ (типа поверхностного натяжения). Указанные причины приводят к возникновению внутренних напряжений, действующих на границу. Если выполняется условие

$$\Delta\sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}} - \frac{\gamma'_s}{R} > 0,$$

то граница зародыша нового зерна мигрирует, что приводит к росту нового зерна; при условии

$$\Delta\sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}} - \frac{\gamma'_s}{R} < 0$$

зародыш захлопывается.

Естественно, что граница начинает мигрировать только в случае активно протекающей диффузии; при ее отсутствии граница неподвижна, несмотря на наличие движущих сил миграции. Подвижность границ приводит к изменению структуры и свойств металла.

7.2.3. Собирательная рекристаллизация

Когда новые рекристаллизованные зерна заняли весь объем металла, энергия деформационного упрочнения обращается в нуль, поскольку $\Delta S_{\text{стр}}(\varepsilon) \rightarrow 0$. Движущие силы миграции границы существенно уменьшаются, а выражение (7.4) преобразуется к виду

$$-\frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}} \geq 0 \quad (7.5)$$

Это выражение свидетельствует о том, что по завершении первичной рекристаллизации граница не теряет способности перемещаться. Напряжения, действующие на границу, невелики и при $\gamma'_s=0,4$ Дж/м², $R=20$ мкм составляют $\gamma'_s/R = \pm 2 \cdot 10^{-2}$ МПа. Знак этих напряжений зависит от знака локального радиуса кривизны границы R .

Миграция границы должна полностью прекратиться при $\gamma'_s/R \rightarrow 0$, т.е. при $R \rightarrow \infty$ или при $\gamma'_s \rightarrow 0$. При $R \rightarrow \infty$ границы приобретают прямолинейность, тройной стык зерен сконструирован под углом 120°, металл имеет сотовую конструкцию, хорошо известную в природе. Такая структура термически стабильна, поскольку движущие силы миграции границы отсутствуют. Неудивительно поэтому, что при низкой температуре плавления пчелиного воска соты существуют достаточно долго, а колебания атмосферной температуры не оказывают на них заметного влияния.

Таким образом, на различных стадиях термического разупрочнения на каждую границу действуют внутренние напряжения, которые по сути являются движущими силами их миграции:

для динамической рекристаллизации

$$\sigma_{\text{дв}} = \Delta\sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) - \frac{\gamma'_s}{R} \geq 0; \quad (7.6)$$

для статической рекристаллизации

$$\sigma_{\text{дв}} = -\frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) - \frac{\gamma'_s}{R} \geq 0; \quad (7.7)$$

для собирательной рекристаллизации

$$\sigma_{\text{дв}} = -\frac{\gamma'_s}{R} \geq 0 \quad (7.8)$$

7.2.4. Самоорганизация формы зерен при миграции границы

В зависимости от знака локального радиуса кривизны границы R на нее действуют напряжения $\sigma_n = \gamma'_s/R$, направленные либо навстречу, либо вдоль напряжений деформационного упрочнения $\sigma_{\text{упр}} = -DT\Delta S_{\text{стр}}(\epsilon)/\mu$, рис. 7.3. На выпуклом участке границы при $R > 0$ напряжения $-\gamma'_s/R$ уменьшают движущие силы рекристаллизации, т.е. тормозят границу там, где она сильно «разогналась», и наоборот, увеличивают движущие силы в том месте, где граница «поотстала» и где появился вогнутый участок с локальным радиусом кривизны $R < 0$.

Таким образом, формирование во время рекристаллизации зерен округлой формы из вытянутых после деформации – следствие процессов самоорганизации системы, в результате которых ее энергия, в данном случае поверхностная $\gamma'_s s$, где s – площадь поверхности зерна, сводится к минимуму.

7.2.5. Зарождение новых зерен при нагревании холоднодеформированного металла

Подход, используемый нами для анализа процессов термического разупрочнения, показывает, что при нагревании металла, деформированного при низких гомологических температурах, когда диффузионные процессы заторможены, движущие силы образования зародышей новых зерен имеют несколько иную природу.

В разделе 6.3 мы показали, что при нагревании металла, когда переменными в выражении (6.32) являются температура и структурная энтропия, для описания изменения внутренних напряжений можно записать:

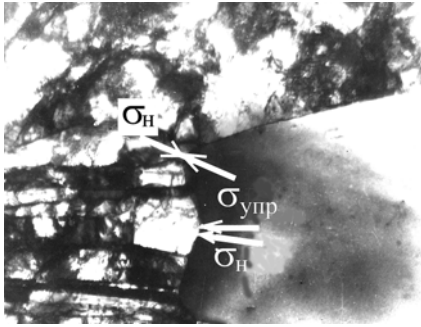


Рис. 7.3. Действие напряжений на границу рекристаллизованного зерна при самоорганизации его формы:

$\sigma_n = \gamma_s' / R$ – лапласовы напряжения;
 $\sigma_{упр} = -DT\Delta S_{стр}(\epsilon)$ – деформационное упрочнение

$$\sigma_s(T) = \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{стр 0} + \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{стр 0} + \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{стр}(T),$$

где индекс «0» относится к исходной (комнатной) температуре, при которой было определено значение $\Delta S_{стр 0}$.

При выполнении (6.33) $\Delta S_{стр i} = \Delta S_{стр 0} + \Delta S_{стр}(T)$ и (6.30) $\sigma_s = \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{стр}$, получим

$$\sigma_s(T) = \sigma_{s 0} \left(\frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}} + \frac{\Delta T}{T_0} \right). \quad (7.9)$$

Тогда момент образования зародыша нового зерна, который мы трактуем как появление новой границы в зерне, может быть определен аналогично (7.1):

$$\sigma_s(T) = \sigma_{s 0} \left(\frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}} + \frac{\Delta T}{T_0} \right) \geq \gamma_s' / a_{гр} \quad (7.10)$$

Считая, что нагревание металла происходит очень быстро и структура деформированного металла не распадается, т.е. $\frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}} \rightarrow 1$, получим условие образования новых границ в виде

$$\sigma_s(T) = \sigma_{s 0} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_0} \right) \geq \gamma_s' / a_{гр} \quad (7.11)$$

Если нагревание происходит медленно, а за время нагрева структура металла распадается, т.е. $\frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}} \rightarrow 0$, то получим

$$\sigma_s(T) = \sigma_{s 0} \frac{\Delta T}{T_0} \geq \gamma_s' / a_{гр}. \quad (7.12)$$

Как видно по данным рис. 7.4, при быстром нагреве условие образования зародышей новых зерен выполняется при более низких температурах, поэтому быстрый нагрев деформированного металла для снятия упрочнения является более выгодным.

Внутренние напряжения в деформированном металле при комнатной температуре зависят от степени предварительной деформации: $\sigma_{s0} = \sigma_{s0}(\varepsilon)$. Тогда, используя выражение (6.31), можно определить критическую степень деформации $\varepsilon = \varepsilon_{кр}$, необходимую для начала рекристаллизации при быстром нагревании с учетом (7.11)

$$\sigma(\varepsilon_{кр}) = \frac{\gamma'_s}{a_{гр}(1 + \Delta T/T_0)} \quad (7.13)$$

и при медленном нагревании с учетом (7.12)

$$\sigma(\varepsilon_{кр}) = \frac{\gamma'_s T_0}{a_{гр} \Delta T}. \quad (7.14)$$

Выполним оценочные расчеты критических степеней деформации по (7.13) для некоторых металлов. Будем считать, что рекристаллизация проходит в металле, если при нагреве образуется «средняя» граница с энергией $\gamma'_s = 0,5\gamma_s$. Это положение несколько условно, поскольку высокоугловые границы могут обладать и меньшей энергией, чем $0,5\gamma_s$. Критические степени деформации для металлов будем определять при помощи кривых деформационного упрочнения $\sigma(\varepsilon)$, приведенных в [28]. Результаты расчета сведены в табл. 7.1.

Анализ данных, приведенных в табл. 7.1, показывает, что предлагаемая модель рекристаллизации согласуется с изложенными выше закономерностями, полученными в результа-

те экспериментальных исследований. Кроме качественной наблюдается и количественная сходимость расчетных и экспериментальных значений критических деформаций.

По результатам расчета видно, что при нагревании деформированного алюминия образования новых границ с энергией $\gamma'_s = 0,5\gamma_s$ практически не происходит, а термическое разупрочнение идет, очевидно, путем полигонизации. Легирование металла и повышение значений $\sigma_s(\varepsilon)$ без существенного изменения γ_s и a понижает значение критических степеней деформации – см. дан-

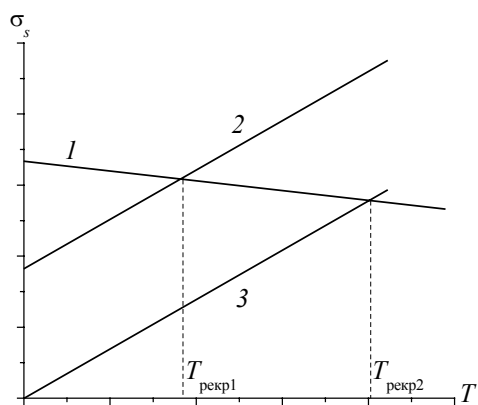


Рис. 7.4. Температурная зависимость напряжений:

1 – $\gamma'_s/a_{гр}$; 2 – σ_s по (7.11); 3 – σ_s по (7.12)

значения критических степеней деформации – см. данные табл. 7.1 для железа, ст. 08 кп и ст. 45.

В холоднодеформированном титане рекристаллизация может начаться ниже температуры $0,4 T_{пл}$, что несколько отличается от общепринятых теоретических соображений, но

подтверждается практикой термической обработки, в частности, рекомендациями по проведению рекристаллизационных отжигов.

Т а б л и ц а 7.1

Результаты расчета критических степеней деформации для некоторых металлов

Металл	$\gamma_s', \text{ Дж/м}^2$	$a_{\text{гр}}, \text{ нм}$	$\Delta T, \text{ К}$	$T_{\text{отж}}/T_{\text{пл}}$	$\sigma_s(T), \text{ МПа}$	$\varepsilon_{\text{кр}}, \%$
Никель	0,72	0,387	400	0,39	793	95
			600	0,5	616	22
			800	0,62	503	12
			1000	0,74	425	8
Титан	0,7	0,42	400	0,35	712	17
			600	0,45	533	3
			800	0,55	452	-
			1000	0,66	383	-
Медь	0,56	0,4	400	0,5	602	не достиг.
			600	0,64	468	не достиг.
			800	0,79	382	65
			1000	0,94	323	37
Железо	0,74	0,32	400	0,37	992	не достиг.
			600	0,48	770	не достиг.
			800	0,59	675	не достиг.
Алюминий, чистота 99,5%	0,52	0,45	200	0,5	687	не достиг.
			400	0,72	494	не достиг.
			600	0,94	393	не достиг.
Сталь 0,8 кп	0,74	0,32	400	0,37	992	не достиг.
			600	0,48	770	не достиг.
			800	0,59	675	70
			1000	0,7	533	30
Сталь ст. 45	0,74	0,32	400	0,37	992	48
			600	0,48	770	25
			800	0,59	675	15
			1000	0,7	533	5

Заметим, что интервал ΔT в табл. 3.2 показывает температуру, которую нужно достичь в металле без существенной релаксации напряжений. При этом, как уже упоминалось, считается, что при $T < 0,4T_{\text{пл}}$ процессы диффузии, контролирующие релаксацию, заторможены. Таким образом, при медленном нагревании, например меди, до температуры отжига $T_{\text{отж}} = T_0 + \Delta T = 300 + 400 = 700 \text{ К}$ для обеспечения протекания рекристаллизации во всем объеме материала необходимо так упрочнить металл во время предварительной деформации, чтобы достичь значения предела текучести $\sigma_s(\varepsilon) \geq 602 \text{ МПа}$ (см. табл. 7.1). Судя по диаграммам $\sigma(\varepsilon)$, известным из справочной литературы, для технической меди такое состояние недостижимо.

Следовательно, обеспечить протекание рекристаллизации в меди по всему объему при нагревании до 700 К практически невозможно. Термическое разупрочнение при этом происходит в основном за счет образования малоугловых полигональных границ с их последующей миграцией по механизму, движущие силы которого мы показали ранее, при одновременной самоорганизации формы нового зерна.

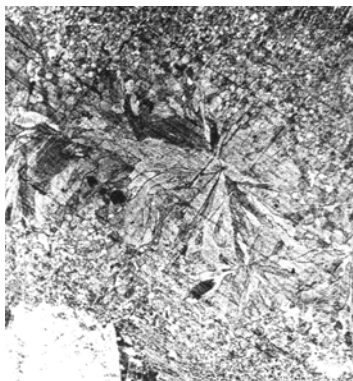


Рис. 7.5. Микроструктура бронзы Cu–Zn–Al после обработки импульсным лазером «Квант-16», $\times 250$

Развиваемый нами подход к описанию процессов термического разупрочнения может объяснить и преимущества ускоренного нагрева металла для снятия деформационного упрочнения. После ускоренного нагрева (например, путем пропуска электрического тока через холодотянутую проволоку) до температур отжига и последующего ее охлаждения металл характеризуется более высоким уровнем механических свойств, мелкозернистой структурой.

Типичный пример ускоренного нагрева – лазерная обработка. На рис. 7.5 представлена микрофотография бронзы Cu–Zn–Al после холодной пластической деформации и последующей обработки импульсным лазером «Квант-16». Центр кратера, испарившегося с поверхности металла, приходится на центр «цветка», лепестки которого состоят из вытянутых вдоль направления теплоотвода зерен. На периферии области влияния лазерного импульса размер зерна составляет $(1\div 3)$ мкм, в то время как на необработанных участках металла размер зерна колеблется от 120 до 250 мкм.

Интересно отметить, что в центре лазерного теплового воздействия зерна металла выросли практически мгновенно – длительность импульса составляла несколько микросекунд, а условия теплоотвода в бронзе обеспечены отличные.

Таким образом, размер зерна после лазерной импульсной обработки уменьшился на периферии приблизительно на два порядка, что свидетельствует об увеличении общей протяженности межзеренных границ в несколько десятков тысяч раз (!) по сравнению с исходным состоянием. Следовательно, далеко не все резервы управления свойствами металлов к настоящему времени исчерпаны.

7.3. КИНЕТИКА МИГРАЦИИ ГРАНИЦ

Предположим, что граница нового зерна образовалась во время отжига деформированного металла. По одну сторону границы лежит деформированное зерно, по другую – рекристаллизованный зародыш в той или иной стадии своего развития (например, рис.7.2). На каждый из атомов границы действуют напряжения – движущие силы миграции границы в виде (7.6)–(7.8). В этом случае для описания миграции (дрейфа) границы мы можем использовать выражение [25], описывающее подвижность частицы под действием силы F , рассмотренное нами при анализе поведения вакансий, см. раздел 2.3, часть 1:

$$V = \frac{FD}{kT} = \frac{\sigma_{\text{дв}} s D}{kT} = \frac{\sigma_{\text{дв}} a^2 D}{kT}, \quad (7.15)$$

где $F = \sigma_{\text{дв}} s$ – сила, действующая на атом; $\sigma_{\text{дв}}$ – напряжения (движущие силы миграции границы); s – площадь сечения атома, принимаем $s = a^2$, a – параметр кристаллической решетки; D – коэффициент диффузии; k – постоянная Больцмана; T – температура, К.

Особое значение в процессах термического разупрочнения имеет коэффициент диффузии D . В реальных металлах и сплавах насчитывается несколько видов диффузии – самодиффузия, взаимодиффузия примесных атомов и легирующих элементов, трубочная диффузия вдоль дислокаций, зернограницная диффузия. Считается, что процессы термического разупрочнения контролируют в основном зернограницная и трубочная диффузии, для которых ориентировочно можно принять $Q = 0,5Q_{\text{сд}}$, где $Q_{\text{сд}}$ – энергия активации самодиффузии, см. часть 1, раздел 2.7.

Если граница при первичной рекристаллизации совершает путь, равный среднему радиусу зерна, $l = R$, а движущие силы термического разупрочнения при этом не изменяются, то время рекристаллизации можно вычислить как

$$t = \frac{l}{V} = \frac{RkT}{D\sigma_{\text{дв}} a^2}. \quad (7.16)$$

Однако, движущие силы миграции границ зависят от времени процесса разупрочнения $\sigma_{\text{дв}} = \sigma_{\text{дв}}(t)$. Используя выражение (7.16) и полагая $V = dR/dt$, можно записать дифференциальное уравнение, описывающее движение границы:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{D\sigma_{\text{дв}}(t)a^2}{kT}. \quad (7.17)$$

Обычно все релаксационные процессы в металлах описывают экспоненциальной зависимостью от времени

$$\sigma_{\text{дв}} = \sigma_{\text{дв}0} \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right), \quad (7.18)$$

где $\sigma_{\text{дв}0}$ – значение движущих сил разупрочнения в начальный момент; λ – константа, называемая «временем релаксации», которая характеризует время, за которое напряжения в металле уменьшаются в e раз при данной температуре (e – основание натуральных логарифмов). Тогда

$$R = \frac{Da^2}{kT} \int_0^{t_k} \exp(-t/\lambda) dt. \quad (7.19)$$

После интегрирования

$$R = \frac{\lambda Da^2 \sigma_{\text{дв}0}}{kT} [1 - \exp(-t_k/\lambda)]. \quad (7.20)$$

Какой физический смысл имеет множитель $\lambda Da^2 \sigma_{\text{дв}0}/kT$ с размерностью пути? Выражение (7.20) показывает, что при $t_k \rightarrow \infty$ $R_{\infty} \rightarrow \lambda Da^2 \sigma_{\text{дв}0}/kT$, т.е. R_{∞} – максимальный путь, который может пройти граница зерна во время миграции под действием сил $\sigma_{\text{дв}}(t)$; фактически R_{∞} представляет собой максимальный размер зерна, который формируется в деформированном металле в результате термического разупрочнения. Тогда

$$R = R_{\infty} [1 - \exp(-t/\lambda)]. \quad (7.21)$$

При помощи (7.21) можно найти время, при котором зерно достигнет заданного размера при известной температуре отжига:

$$t_{ki} = \lambda \ln\left(\frac{R_{\infty}}{R_{\infty} - R_i}\right). \quad (7.22)$$

Итак, решение дифференциального уравнения, описывающего кинетику движения границы во время термического разупрочнения под действием движущих сил $\sigma_{\text{дв}}(t)$, показывает, что каждой температуре отжига соответствует свой определенный размер зерна R_{∞} , определяемый как интенсивностью диффузионных процессов, так и структурой металла ($\sigma_{\text{да}}$, a , λ).

Рассчитаем кинетические характеристики разупрочнения деформированного бериллия и сведем их в табл. 7.2. Параметры диффузии рассчитаны по справочным данным, времена релаксации для разных температур определены из экспоненты, приближенно описывающей их экспериментальные значения $\lambda = 0,0027 \exp(9700/T)$.

Т а б л и ц а 7.2

Результаты расчета времени рекристаллизации бериллиевой фольги

Т _{отж} , К	σ, МПа	a _{гр} , нм	D, м ² /с	λ, с	R _∞ , мкм	t _i (50 мкм), с
723	60	0,293	1,65·10 ⁻¹⁶	1800	94	1360
873	50	0,293	1,6·10 ⁻¹⁴	180	620	15

973	40	0,293	$1 \cdot 10^{-13}$	60	930	3,3
1073	30	0,293	$9 \cdot 10^{-13}$	23	1480	0,8
1173	10	0,293	$4 \cdot 10^{-12}$	10	1960	0,25

В последнем столбце табл. 3.3 даны расчетные данные времени рекристаллизации для получения размера зерна 50 мкм. Они свидетельствуют о том, что диффузионные процессы идут в бериллии достаточно активно, в связи с чем и время, необходимое для протекания термического разупрочнения, невелико. Поскольку время отжига, необходимое для получения требуемого размера зерна, например 50 мкм, при высоких температурах невелико, а нагревание и охлаждение металла имеют большую инерционность, управление структурой при высокотемпературных отжигах затруднительно. В связи с этим температуру рекристаллизационного отжига устанавливают обычно $T_{\text{рекр}} \approx 0,5 T_{\text{пл}}$. Отметим, что расчетные данные, вошедшие в табл. 7.2, не учитывают таких особенностей структуры бериллия, как наличие оксидов и интерметаллидов, речь о которых пойдет в главе 9.

Подтверждением расчетных данных, приведенных в табл. 7.2, по значениям времен термического разупрочнения деформированного металла могут служить экспериментальные данные. В экспериментах мы быстро нагревали бериллиевую фольгу в атмосфере аргона, пропуская электрический ток, температуру фиксировали при помощи оптического пирометра. При температуре выше 1173 К (900 °С) и выдержке (3÷5) с деформационное упрочнение в металле снималось полностью, а этот хрупкий металл был настолько пластичен, что его можно было свернуть «гармошкой».

Малое время, необходимое для термического разупрочнения, фиксировали и на других материалах. Так, например, при дробном нагружении стали ШХ15 при температуре $T=1323$ К время, достаточное для уменьшения упрочнения в 100 раз, составляет ~1 с, для температуры 1223 К составляет ~2,5 с. Указанный диапазон температур для стали ШХ15 составляет $(0,68 \div 0,74) T_{\text{пл}}$ и для бериллия соответствует (1058÷1152) К. Сравнение времен отжига стали ШХ15 и бериллия при приведенных температурах показывает хорошую сопоставимость результатов, что, видимо, свидетельствует о работоспособности предложенной нами модели рекристаллизации. Коррекция этой модели может быть осуществлена за счет уточнения численных значений компонентов, входящих в формулу (7.22).

Используя соотношение (7.22), оценим теперь время, необходимое для увеличения размера рекристаллизованного зерна, например, от 100 до 300 мкм за счет собирательной рекристаллизации при температуре 1073 К. Движущими силами процесса в данном случае являются напряжения поверхностного натяжения (7.8). При $l=R/2=100$ мкм= $1 \cdot 10^{-4}$ м и $\gamma_s'=0,3$ Дж/м²: $\gamma_s'/R = 3 \cdot 10^3$ Па. Подставив эти значения в (7.22), получаем, что $t=6300$ с $\approx 1,77$ ч. Эти

результаты также хорошо совпадают с экспериментальными данными, известными из практики термической обработки деформированных металлов.

7.4. МИГРАЦИЯ ГРАНИЦ – МЕХАНИЗМ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ

Итак, мы установили, что во время пластической деформации или термической обработки деформированного металла могут возникать новые границы типа межзеренных и перемещаться под действием движущих сил (7.6)–(7.8). При движении по пространству металла границы, как и дислокации, могут встречать другие дефекты – вакансии, дислокации, примесные или легирующие атомы, другие границы, частицы второй фазы и взаимодействуют с ними.

7.4.1. Взаимодействие границ с атомами примесных или легирующих элементов

В главе 2 мы рассмотрели взаимодействие точечных дефектов с границами и установили, что если точечные дефекты или границы обладают подвижностью, то в результате взаимодействия точечные дефекты располагаются на границе. Это может привести к изменению свойств границы, в частности, к изменению удельной поверхностной энергии. Если вакансии могут уменьшить энергию границы и напряжения, создаваемые границей, то примесные атомы, отличающиеся по объему от основных атомов, могут увеличить напряжения и энергию границы.

Особенно негативную роль могут сыграть примесные атомы легкоплавких веществ или атомы, образующие с основными атомами легкоплавкие соединения. В этом случае в определенном интервале температур на границах появляется прослойка жидкой фазы (если вообще можно говорить о жидкой прослойке толщиной в одно или несколько межатомных расстояний). При этом соседние зерна удерживаются только за счет сил поверхностного натяжения как два стеклышка, соединенных слоем воды.

7.4.2. Взаимодействие границ и дислокаций

В главе 4 мы рассмотрели свойства и структуру границ и показали, что границы и их свойства можно моделировать при помощи дислокационных стенок. В главе 3 мы рассмотрели дислокационные конфигурации в виде скоплений и стенок, взаимодействие отдельных дислокаций со стенками. С этих же позиций можно рассматривать взаимодействие границ с дислокациями противоположных знаков. Анализ показывает, что увеличение плотности дислокаций в стенке, за счет стока дислокаций того же знака, приводит к локальному увеличению углов разориентации соседних зерен, а прибытие на границу дислокаций противоположного знака уменьшает углы разориентации и напряжения от границ.

Следует заметить, что указанные взаимодействия возможны как в случае подвижных дислокаций, так и в случае подвижных границ и неподвижных дислокаций. При повышенных температурах во время термического разупрочнения наибольшую подвижность имеют границы, а при горячей деформации более подвижны дислокации относительно перемещающихся с меньшими скоростями границ.

7.4.3. Взаимодействие границ между собой

Моделирование границ при помощи дислокационных стенок дает возможность оценить взаимодействие мигрирующих с различными скоростями границ. На рис. 7.6 представлена схема этого взаимодействия. При встрече дислокационных стенок одинакового знака дислокации должны под действием напряжений $\sigma_{дв}$ пройти положение неустойчивого равновесия ($x=y$ для каждой пары дислокаций во взаимодействующих стенках, см. рис. 3.8), а затем слияние стенок произойдет за счет сил притяжения дислокаций. Устойчивое положение для дислокаций одного знака в стенке наблюдается при $x=0$, где x – координата дислокаций второй стенки. При этом среднее расстояние между дислокациями в стенке уменьшится, но увеличится угол разориентации, создаваемый границей $\theta = \frac{b}{h}$, где b – вектор Бюргерса дислокаций, h – среднее расстояние между дислокациями в стенке. Слияние границ и происходящее при этом укрупнение зерен называется *коалесценцией зерен*.

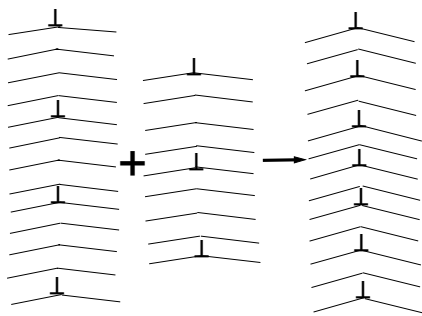


Рис. 7.6. Взаимодействие дислокационных стенок – границ – одинакового знака

При взаимодействии разноименных границ – дислокационных стенок противоположного знака – наблюдается их взаимное притяжение до положения устойчивого равновесия при $x=y$, где x, y – координаты взаимодействующих дислокаций в противоположной стенке. При $x < y$ взаимодействующие дислокации в противоположных стенках отталкиваются, а положение $x=0$ является неустойчивым. Таким образом, в результате данного взаимодействия уменьшается угол разориентации, энергия и напряжения, создаваемые границей, уменьшается среднее расстояние между дислокациями в стенке. При этом изменяется форма границы – она приобретает ступенчатый характер. Модели подобных границ описаны в главе 4.

7.4.4. Взаимодействие с включениями

Мелкодисперсные выделения второй фазы могут оказывать на границу тормозящее действие, что экспериментально обнаружено давно и используется на практике как основной

метод борьбы с ползучестью. Однако, если мигрирующая граница взаимодействует полями напряжений с границами второй фазы, то она способна к размножению по механизму, аналогичному источнику Франка–Рида, или механизму образования мыльных пузырей. Для этого, согласно схеме, показанной на рис.7.7, требуется внешнее напряжение

$$\sigma \geq \sigma_{кр} = \frac{\gamma'_s}{R_{min}}, \quad (7.23)$$

где R – локальный радиус кривизны границы.

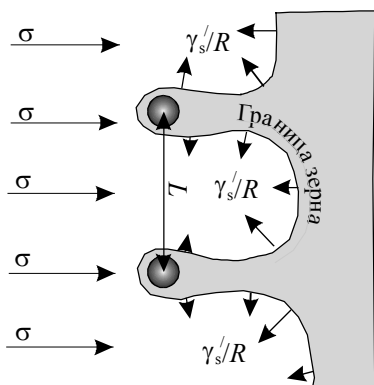


Рис. 7.7. Схема размножения границ зерен аналогично механизму Франка–Рида

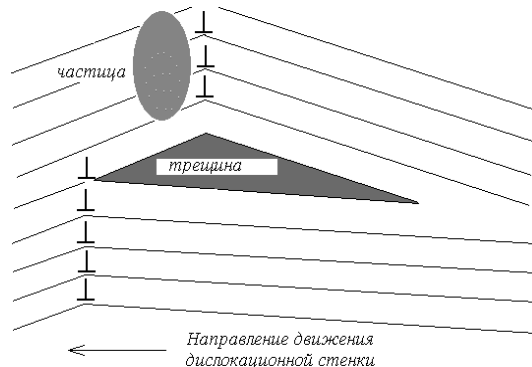


Рис. 7.8. Механизм образования трещин по Гилману–Рожанскому–Стро

Верхний и нижний отрезки границы на рис. 7.7 под действием лапласовых напряжений движутся навстречу друг другу и смыкаются, образуя новое зерно. Этот простейший механизм может быть одной из причин измельчения зерна при высокотемпературной низкоскоростной деформации и, следовательно, причиной упрочнения.

Если во время миграции граница встречает препятствие, например, в виде включения второй фазы, то при напряжениях $\sigma_{дв}$, достаточных для разделения стенки (отрыв дислокации от стенки, см. раздел 3.8, часть 1), возможно образование трещины – механизм Гилмана – Рожанского – Стро, рис. 7.8. Подобный вид трещин наблюдается при разрушении монокристаллов некоторых ГПУ-металлов, например, бериллия.

7.4.5. Взаимодействие с поверхностью

Граница мигрирует под действием движущих сил $\sigma_{дв}$, которые могут быть вычислены при помощи (7.6)–(7.8). Отметим, что миграция границ происходит со скоростью, определяемой (7.15) и носит вероятностный характер в силу различных значений деформационного упрочнения $-\frac{DT}{\mu} \Delta S_{стр}(\epsilon)$, удельной поверхностной энергии γ'_s и радиуса кривизны границы

R для различных микрообъемов металла. Для каждого участка границы скорость перемещения обусловлена ее свойствами и интенсивность диффузионных процессов, т.е. температурой.

Граница может двигаться не только при термическом разупрочнении, но и при отсутствии пластической деформации и упрочнения за счет изменения кривизны и действия внешних напряжений. Об этом свидетельствует выражение для движущих сил миграции границы при действии внешних напряжений (7.6). Если существуют движущие силы миграции, то скорость ее перемещения определяется температурой, т.е. интенсивностью диффузионных процессов в металле.

В результате упомянутых в разделах 7.4.1–7.4.4 взаимодействий граница может выйти на свободную поверхность материала. Поскольку дислокации в стенке, моделирующей границу, имеют вектор Бюргерса, то выход границы на поверхность металла приводит к сдвигу и образованию не одной, а n ступенек, где n – число дислокаций в стенке. Кроме того, выход дислокации на поверхность приводит к развороту участка поверхности на угол $\theta = \frac{b}{h}$. Следовательно, при выходе большого количества границ на поверхности должен формироваться микрорельеф с размером фрагментов, приблизительно равным размеру зерна или субзерна.

Миграция границ под действием внешних напряжений $\Delta\sigma$ и выход их на поверхность, приводящая к пластической деформации, может быть причиной ползучести. Изменения структуры металла при ползучести обусловлено рассмотренными выше взаимодействиями границ с другими дефектами. На рис. 4.3 (глава 4) представлена схема изменения формы образца при движении дислокационной стенки и выходе ее на поверхность металла.

7.5. РЕЛАКСАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ

Исторически сложилось так, что внутренние процессы термического разупрочнения в металлах были предметом исследования физического металловедения, а внешнее проявление этих процессов – релаксация напряжений – механики сплошной среды. Понятно, что поскольку предмет изучения один и тот же, то и четкой линии, разграничивающей интересы физического металловедения и механики сплошной среды, провести практически невозможно. Необходимо только заметить, что внутренних процессов релаксации напряжений насчитывается значительно больше, чем мы рассмотрели при анализе термического разупрочнения.

Релаксация (ослабление) напряжений – это явление уменьшения деформирующих напряжений; релаксация напряжений приводит к снижению сопротивления деформации при уменьшении скорости деформации, рис. 7.9. В основе релаксации напряжений лежит термическое разупрочнение металла со стадиями отдыха, полигонизации и рекристаллизации.

Термическое разупрочнение проявляется тем сильнее и происходит в тем более полной степени, чем выше температура и ниже скорость деформации.

В согласии с принципом самоорганизации, сформулированным нами в разделе 6.3, металл стремится сбросить деформационное упрочнение, приобретенное во время пластической деформации. Этот процесс развивается во времени и происходит одновременно с деформационным упрочнением, если условия деформации позволяют это.

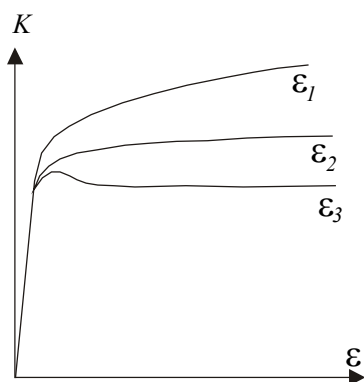


Рис. 7.9. Характерные зависимости сопротивления деформации от величины и скорости деформации $K=K(\varepsilon, \varepsilon')$ при $T=\text{const}$, $\varepsilon'_1 > \varepsilon'_2 > \varepsilon'_3$



Рис. 7.10. Кривые упрочнения и релаксации напряжений для низких (1) и высоких (2) температур испытания с участками атермической релаксации (I) $\Delta\sigma_{p1}$ и термического разупрочнения (II) $\Delta\sigma_{p2}$

Опыты на релаксацию напряжений проводят с целью определения основной характеристики процессов разупрочнения – времени релаксации λ , за которое деформационное упрочнение уменьшается в e раз, где e – основание натуральных логарифмов. Следует особо отметить, что λ – величина вероятностная, поскольку, как мы указывали в разделе 7.3, каждый микрообъем металла имеет свое значение движущих сил. В этом случае имеет смысл говорить о плотности вероятностей времен релаксации $f(\lambda)$ и о математическом ожидании релаксированных напряжений

$$\sigma_p = \int_0^{\infty} \sigma_p(\lambda) f(\lambda) d\lambda, \quad (7.23)$$

где $\sigma_p(\lambda)$ – время релаксации в некотором микрообъеме.

Исследуют релаксацию напряжений при помощи механических испытаний, например, опытов на растяжение. Металл быстро нагружают до заданного уровня напряжений деформационного упрочнения, а затем мгновенно останавливают захваты машины и фиксируют их. Зависимость упрочнения от времени t в подобных испытаниях представлена на рис. 7.10. Как видно, экспериментальная зависимость на рис. 7.10 может быть представлена как состоящая из двух участков, что наводит на мысль о протекании двух независимо друг от друга

происходящих процессах. На первом участке при остановке захватов машины при $t=t_0$ напряжения остаются примерно постоянными, а на втором плавно переходят к падающей экспоненциальной зависимости. При $t \rightarrow \infty \Delta\sigma_{упр} \rightarrow 0$, где $\Delta\sigma_{упр}$ – деформационное упрочнение. Такая зависимость, когда $t \rightarrow \infty \Delta\sigma_{упр} \rightarrow 0$, характерна для таких температур испытания, при которых активны диффузионные процессы, т.е. при $T \geq 0,5T_{пл}$, где $T_{пл}$ – температура плавления.

Для разделения механизмов релаксации (участки *I* и *II* на кривой *I*, рис. 7.10) проведем опыты на релаксацию напряжений при низких температурах, например, $T \leq 0,25T_{пл}$, когда интенсивность диффузионных процессов низка. Выполнив испытания, получили зависимость $\Delta\sigma_{упр}(t)$, кривая 2 на рис. 7.10.

Анализируя эту зависимость, можно отметить, что релаксация напряжений при низких температурах также происходит, но величина релаксированных напряжений (т.е. величина разупрочнения) σ_p составляет всего 5÷10% (!) от уровня достигнутого при деформации упрочнения. Таким образом, при низких температурах деформации релаксация напряжений незначительна, упрочнение снимается лишь частично. Таким образом, наиболее наибольшая часть напряжений снимается только за счет диффузионных процессов, активируемых термически. Какие процессы лежат в основе низкотемпературной релаксации напряжений?

Предположим, что релаксация напряжений на участке *I* рис.7.10, которая наблюдается при низких и высоких температурах, обусловлена саморазогревом деформируемого металла на температуру ΔT и последующим охлаждением до температуры окружающей среды. Это повышение температуры вызвано увеличением амплитуды колебаний атомов, участвующих в «эстафетном» движении дислокаций (см. раздел 3.4, часть 1).

Для подтверждения этого положения необходимо одновременно произвести запись изменения напряжений и температуры во времени. На рис. 7.11 представлены диаграммы $\sigma(t)$ и $T(t)$ для *IF*-стали. Запись температуры выполнена при помощи термопары цифрового мультиметра *APPA-107*. По графикам видно, что изменение температуры и релаксация напряжений происходят практически синхронно.

Согласно положениям, высказанным в разделе 6.3, внутренние напряжения в металле зависят от изменения структуры и температуры во время деформации:

$$\sigma_s = \frac{DT}{\mu} \Delta S_{стр i} + \frac{D\Delta S_{стр i}}{\mu} \Delta T = \sigma_{s 0} \left(\frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}} + \frac{\Delta T}{T_0} \right), \quad (7.24)$$

где $\Delta S_{стр 0}$ – значение структурной энтропии при комнатной температуре T_0 в недеформированном состоянии; ΔT – увеличение температуры металла во время деформации; напряжения

$\sigma_{s0} \frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}}$ характеризуют деформационное упрочнение; напряжения $\sigma_{s0} \frac{\Delta T}{T_0}$ – ту часть уп-

рочнения, которая переходит в теплоту за счет, например, аннигиляции дислокаций, образования дислокационных стенок, малоугловых границ и других конфигураций с энергией меньшей, чем у скопления дислокаций, хаотически распределенных дислокаций и других энергоемких конфигураций.

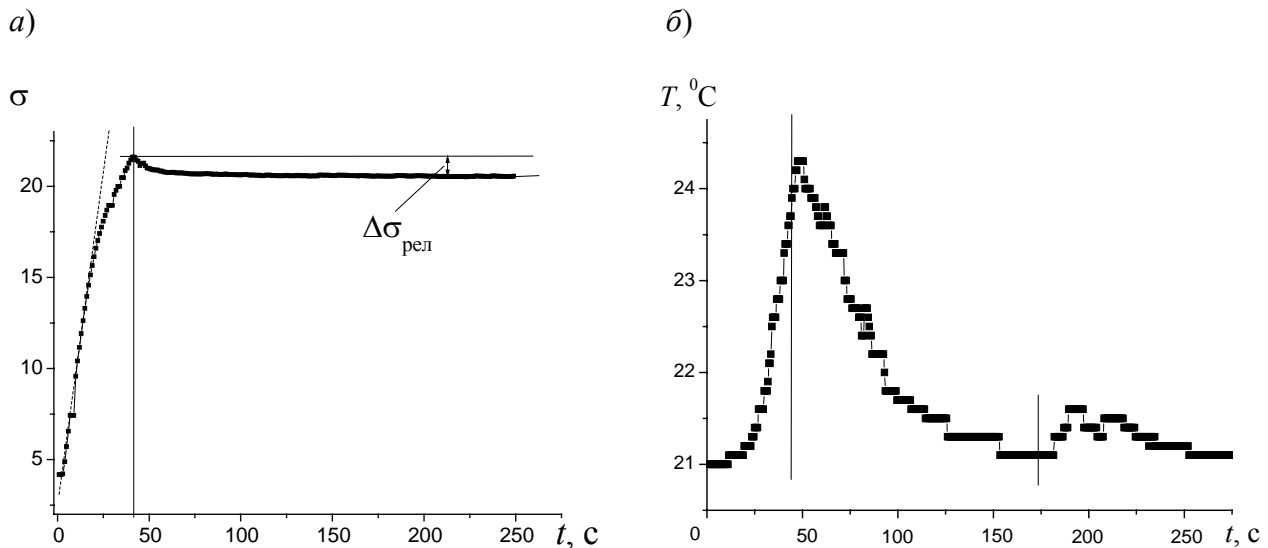


Рис. 7.11. Изменение напряжений (а) и температуры (б) образцов из IF-стали во время испытаний на растяжение при комнатной температуре

По окончании пластической деформации металл остывает, $\Delta T \rightarrow 0$, и напряжения $\sigma_{s0} \frac{\Delta T}{T_0}$ релаксируют. При этом в образце сохраняется упрочнение, связанное с изменением

структуры во время пластической деформации, что отражает сомножитель $\sigma_{s0} \frac{\Delta S_{стр i}}{\Delta S_{стр 0}}$ в (7.24).

Таким образом, преобразование упругой энергии дефектов кристаллического строения в теплоту означает уменьшение накопленной металлом во время деформации энергии и релаксацию внутренних напряжений. Это соответствует снижению неравновесности системы, о чем свидетельствует и соотношение Гельмгольца (6.9), которое мы использовали уже неоднократно для объяснения процессов, происходящих в металле. Если после нагружения образца до напряжений σ_0 и фиксации этих напряжений $\sigma_0 = \text{const}$ (например, навесив на образец груз) регистрировать изменение его деформации, то можно заметить, что за время полной релаксации напряжений на σ_p происходит пластическая деформация металла, которая называется *последствием*. Создается впечатление, что пластическая деформация обладает инерционностью и продолжается при остановке нагружения. Казалось бы, наблюдается

противоречие с положениями о практическом отсутствии инерционности дислокаций, см. раздел 3.12. Гипотетический механизм последействия рассмотрен нами в разделе 5.1.

Определим величину деформации последействия во взаимосвязи с релаксацией напряжений $\sigma_{s0} \frac{\Delta T}{T_0}$. Пусть зависимость деформационного упрочнения от степени деформации описывается выражением

$$\Delta\sigma_{\text{упр}} = \alpha \varepsilon^\beta. \quad (7.25)$$

В результате релаксации упрочнение $\Delta\sigma_{\text{упр}}$ уменьшается от $\Delta\sigma_1$ до $\Delta\sigma_2$. При постоянной внешней нагрузке при этом произойдет пластическая деформация металла до тех пор, пока деформационное упрочнение вновь не достигнет значений $\Delta\sigma_1$, но уже за счет изменения $\Delta S_{\text{стр } i}$ в (7.1).

Напряжениям $\Delta\sigma_1$ в соответствии с (7.25) соответствует деформация $\varepsilon_1 = (\Delta\sigma_1/\alpha)^{1/\beta}$, а напряжениям $\Delta\sigma_2$ – деформация $\varepsilon_2 = (\Delta\sigma_2/\alpha)^{1/\beta}$. Разность деформаций $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \varepsilon_{\text{посл}}$ даст величину деформации последействием.

Очень просто найти отношение

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \left(\frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_2} \right)^{\frac{1}{\beta}}. \quad (7.26)$$

При $\Delta\sigma_2 = 0,9\Delta\sigma_1$, $\beta = 0,7$ $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 (\Delta\sigma_2/\Delta\sigma_1)^{1/\beta} = 0,86\varepsilon_1$. Таким образом, величина деформации последействием зависит от степени предварительной деформации ε_1 . Например, при $\varepsilon_1 = 0,05$ (5%) $\varepsilon_2 = 0,86 \cdot 0,05 = 0,043$, $\varepsilon_{\text{посл}} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 0,007$ (0,7%). В тех же условиях при $\varepsilon_1 = 0,2$ $\varepsilon_{\text{посл}} = 0,028$ (2,8%).

Итак, мы рассмотрели явление последействия, обусловленное частичной релаксацией напряжений деформационного упрочнения. Интересно, что релаксация напряжений и частичное снятие деформационного упрочнения происходит и при снятии внешней нагрузки за счет перестройки дислокационной структуры. На рис. 7.11,б, первое повышение температуры металла ($t = 0 \div 150$ с) обусловлено релаксацией напряжений при остановке деформации; при этом металл находится в захватах разрывной машины. Второе повышение температуры при $t = 180 \div 250$ с происходит при освобождении металла из захватов.

Однако, помня о том, что явление частичной релаксации напряжений связано с изменением температуры металла во время деформации, в дальнейшем будем рассматривать только термическую релаксацию напряжений, которая обусловлена процессами термического разупрочнения и приводит к полному снятию деформационного упрочнения при высоких температурах. Эта релаксация напряжения по величине эффекта снятия упрочнения значительно превосходит релаксацию за счет саморазогрева и охлаждения.

7.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ

Экспериментально установлено, что для любого из возможных механизмов релаксации, происходящих в микрообъемах с различными свойствами,

$$\lambda \dot{\sigma}_p = \sigma_0 - \sigma_p, \quad (7.27)$$

где σ_0 – уровень заданных в системе напряжений (рис. 7.12); σ_p – величина, на которую напряжения релаксировали (ослабли) ко времени $t = t_1$; $\sigma_0 - \sigma_p$ – величина действующих в металле к данному времени t_1 напряжений; σ_p' – скорость релаксации; λ – некоторая характеристика релаксационного процесса в металле, имеющая размерность времени и названная временем релаксации.

Уравнение (7.27) свидетельствует о том, что скорость протекания релаксационных процессов, характеризуемая величиной σ_p' , пропорциональна действующим в металле напряжениям. Другими словами – скорость изменения величины пропорциональна самой этой величине.

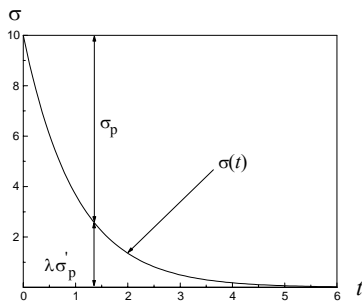


Рис. 7.12. Типичная зависимость изменения напряжений σ во времени t при проведении опытов на релаксацию

При проведении опытов на релаксацию напряжений металл за минимально возможное время нагружается напряжением σ_0 , которое релаксирует во времени до значения $\sigma(t)$. Будем приближенно считать, что кривая релаксации напряжений состоит, как это показано на рис. 7.12 из одного участка. Можно сказать, что кривая релаксации, представленная на рис. 7.10 (кривая 2), аппроксимирована падающей экспонентой, и эта экспонента изображена на рис. 7.12.

В силу вероятностного характера релаксация напряжений описывается математическим ожиданием (7.23) $\sigma_p = \int_0^{\infty} \sigma_p(\lambda) f(\lambda) d\lambda$. Полагая, что λ не зависит от времени процесса t , запишем уравнение (7.23) в виде

$$\lambda \sigma_p' + \sigma_p = \sigma_0(t). \quad (7.28)$$

где $\sigma_0(t)$ – зависимость деформирующих напряжений от времени.

Проинтегрируем это дифференциальное уравнение с нулевыми начальными условиями для известной кривой релаксации $\sigma(t)$ в виде экспоненты и получим выражение

$$\sigma_p(\lambda) = \int_0^t \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{t-\theta}{\lambda}\right) \sigma_0(\theta) d\theta, \quad (7.29)$$

где $0 \leq \theta \leq t$.

Подставим (7.29) в (7.23), поменяем пределы интегрирования и найдем

$$\sigma_p(t) = \int_0^t g(t-\theta)\sigma_0(\theta)d\theta, \quad (7.30)$$

где $g(t-\theta) = \int_0^\infty \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{t-\theta}{\lambda}\right) f(\lambda) d\lambda$ – функция релаксации наиболее общего вида.

Итак, выражение (7.30) представляет собой интегральное уравнение связи $\sigma_p(t)$ и $\sigma_0(t)$. Функция $g(t-\theta)$ является ядром интегрального уравнения. Анализ выражения (7.30) показывает, что функция $g(t-\theta)$ характеризует «степень забывания» системой к моменту времени t тех воздействий, которые были произведены над системой в момент времени θ . Говорят, что система, описываемая выражением (7.30), обладает памятью о событиях, которые произошли с ней при временах $\theta < t$. Форма записи (7.30) справедлива лишь для таких процессов, при которых свойства металлов, в данном случае влияющие на функцию $f(\lambda)$, не изменяются во времени.

Выполним опыты на релаксацию напряжений (см. рис. 7.12) и получим экспериментальную зависимость $\sigma = \sigma(t)$. Аппроксимируем ее экспонентой $\sigma(t) = \sigma_0 \exp(-t/A)$. Тогда

$$\sigma_p = \sigma_0 - \sigma(t) = \sigma_0 - \sigma_0 \exp\left(-\frac{t}{A_0}\right) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{A_0}\right)\right]. \quad (7.31)$$

Время реального физического процесса испытаний на релаксацию напряжений $0 \leq t \leq \infty$. В каждый момент проведения опытов на релаксацию. В металле срабатывают релаксация напряжений происходит в тех микрообъемах, время релаксации которых λ_i соответствует времени испытания t_i . Можно сказать, что каждому значению t_i из непрерывного ряда времени испытания t можно поставить в соответствие определенное время релаксации λ_i . Тогда (7.31) можно записать в виде

$$\sigma_p = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda}{A_0}\right)\right]. \quad (7.32)$$

Если металл считать однородным и имеющим только одно детерминированное время релаксации λ , то из равенства

$$\frac{\sigma(t)}{\sigma_0} = \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right), \quad (7.33)$$

следует, что λ – это время, за которое напряжения уменьшаются в e раз: $\sigma(t) = \sigma_0/e$, где e – основание натуральных логарифмов.

С учетом (7.23) можно записать

$$\sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{A_0}\right)\right] = \int_0^\infty \sigma_p(\lambda) f(\lambda) d\lambda. \quad (7.34)$$

Это равенство выполняется при $\sigma_p = \sigma_0$, $f(\lambda) = \frac{1}{A_0} \exp\left(-\frac{\lambda}{A_0}\right) = -\frac{d\sigma(t)}{dt}\bigg|_{t=\lambda}$. Итак,

$$f(\lambda) = \frac{1}{A_0} \exp\left(-\frac{\lambda}{A_0}\right). \quad (7.35)$$

Таким образом, для того, чтобы определить плотность вероятности времен релаксации $f(\lambda)$, необходимо:

- 1) выполнить опыты на релаксацию напряжений, получить зависимость $\sigma(t)$;
- 2) продифференцировать $\sigma(t)$ по времени с обратным знаком.

Напомним, что, как и любая другая плотность вероятности распределения, $f(\lambda)$ подчиняется условию нормировки:

$$\int_0^{\infty} f(\lambda) d\lambda = 1. \quad (7.36)$$

Таким образом, плотность вероятности $f(\lambda)$ с учетом высказанных ранее допущений может быть описана однопараметрическим экспоненциальным распределением. Это упрощенное представление функции $f(\lambda)$ позволит нам достаточно легко определить ее изменение при переменных температуре, движущих силах разупрочнения, во время фазовых превращений.

7.7. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛА

Экспериментальное исследование температурной и структурной зависимости плотности распределения времени релаксации $f(\lambda)$ требует проведения тщательного, широкого и достаточно громоздкого эксперимента. К тому же, как правило, специализированные установки для проведения опытов на релаксацию работают в ограниченном диапазоне температур, который не охватывает реальных температур горячей деформации многих сплавов. Однако, даже выполнив серии таких экспериментов для некоторой выборки образцов, полученные результаты нельзя зачастую обобщить для других образцов, обладающих несколько иным химическим составом или структурой. Это связано с тем, что скорость или время релаксационных процессов определяются при постоянной температуре именно структурой металла.

В качестве базовой физической модели процессов разупрочнения, происходящих на микроуровне, примем модель, рассмотренную в разделах 7.2 и 7.3. Она построена на предположении, что основным механизмом разупрочнения во время горячей пластической де-

формации является миграция границ – высокоугловых при рекристаллизации, малоугловых – при полигонизации. Движущими силами этой миграции являются напряжения

$$\sigma_{\text{дв}} = \sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\varepsilon) - \frac{\gamma'_s}{r} > 0,$$

где σ – внешние напряжения; $-DT\Delta S_{\text{стр}}(\varepsilon)/\mu$ – упрочнение после деформации ε при температуре T ; $\Delta S_{\text{стр}}$ – изменение энтропии металла во время деформации; D и μ – плотность и молярная масса материала; $-\gamma'_s/r$ – напряжения типа поверхностного натяжения (лапласовы напряжения), γ'_s – удельная поверхностная энергия границы, r – радиус ее кривизны.

Это выражение показывает, что миграция границы – конкурентный процесс, возможность и направление протекания которого зависят от знака напряжений σ и радиуса кривизны границы R . При этом предполагается, что деформационное упрочнение всегда стимулируют миграцию границы, так как $-DT\Delta S_{\text{стр}}/\mu > 0$, поскольку $\Delta S_{\text{стр}} < 0$.

Как известно, удельная поверхностная энергия границы γ'_s может принимать значения от 0 до γ_s , где γ_s – удельная энергия свободной поверхности. Локальный радиус кривизны границы зерна изменяется в пределах $-\infty \leq r \leq -a$, $a \leq r \leq \infty$, где a – параметр кристаллической решетки. Можно полагать, что и деформационное упрочнение неравномерно по объему материала. В силу указанных соображений *движущие силы миграции границ имеют вероятностный характер*, о чем мы уже упоминали ранее.

Для описания кинетики процесса можно воспользоваться моделью скорости дрейфа частицы (7.16), в данном случае атома границы, если на него действует сила F :

$$t_p = \frac{R}{V} = \frac{RkT}{\sigma_\Sigma a^2 D}$$

Пользуясь этой моделью, попробуем найти теоретические соотношения, показывающие возможные изменения плотности распределения времени релаксации $f(\lambda)$ в зависимости от изменения значений основных факторов – температуры T , степени деформации ε и размера зерна r металла.

Будем считать, что при температуре $T=T_0$ провели опыты на релаксацию и определили функцию $f(\lambda)$ в виде (7.35) как однопараметрическое экспоненциальное распределение.

7.7.1. Влияние температуры металла

Для анализа поведения функции $f(\lambda)$ при изменении температуры воспользуемся физической моделью дрейфа границ как основного механизма релаксации и предположим, что движущие силы процесса постоянны, $\sigma_\Sigma = \text{const}$. Придадим времени t смысл времени релаксации λ , как это уже было нами сделано в разделе 7.6 при разработке методики эксперимен-

тального определения $f(\lambda)$. Это вполне обоснованно, поскольку выражение (7.16) способно описать и время, за которое напряжения в металле уменьшаются в e раз, т.е. именно время релаксации.

Из анализа выражения (7.16) следует, что чем выше T , тем больше значение коэффициента диффузии D , тем меньше t_p , поскольку в области высоких температур D растет существенно быстрее, чем T . Тогда

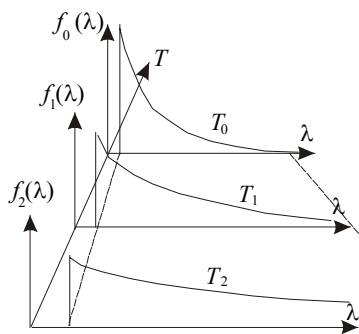
$$\frac{t_{p0}}{t_{p1}} = \frac{T_0 D_1}{T_1 D_0} = \frac{T_0}{T_1} \exp\left(\frac{Q\Delta T}{RT_0 T_1}\right) = k_1 \quad (7.37)$$

где индекс «1» соответствует новой температуре T_1 ; D – коэффициент диффузии, $D = D_0 \exp\{-Q/RT\}$; R – универсальная газовая постоянная. Тогда для каждого времени релаксации

$$\lambda_{п1} = \frac{\lambda_{п0}}{k_1}, \quad (7.38)$$

что означает сужение интервала распределения функции $f(\lambda)$, как это показано на рис. 7.13.

Например, при $Q = 134$ кДж/моль, $T_0 = 1200$ К, $T_1 = 1300$ К, $\Delta T = 100$ К $k_1 = 2,59$. Сле-



довательно, для однопараметрического экспоненциального распределения $f(\lambda)$ при повышении температуры изменяется значение параметра A . Найти его новое значение можно, используя условие нормировки

$$\int_0^{\infty} f(x) dx = 1.$$

Рис. 7.13. Изменение вида плотности вероятности распределения $f(\lambda)$ при повышении температуры: $T_2 < T_1 < T_0$

Обычно при интегрировании этого выражения достаточно некоторым интервалом распределения параметра, который обеспечивает вероятность, скажем, 0,98, т.е. в нашем слу-

чае можно использовать условие

$$\int_0^{\lambda_k} f(\lambda) d\lambda = 0,98. \quad (7.39)$$

Тогда при той же вероятности для температур T_0 и T_1 можно записать

$$\int_0^{\lambda_k} f_0(\lambda) d\lambda = \int_0^{\lambda_k / k_1} f_1(\lambda) d\lambda, \quad (7.40)$$

где λ_k – новый предел интервала распределения времен релаксации λ , как это следует из (7.38).

После интегрирования (7.40) получаем

$$1 - \exp\left(-\frac{\lambda_k}{A_0}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{\lambda_k}{k_1 A_1}\right), \quad (7.41)$$

откуда

$$A_1 = \frac{A_0}{k_1} \quad (7.42)$$

В этом случае для нового распределения $f_1(\lambda)$ при температуре T_1 имеем

$$f_1(\lambda) = \frac{1}{A_1} \exp\left(-\frac{\lambda}{A_1}\right) = \frac{k_1}{A_0} \exp\left(-\frac{k_1 \lambda}{A_0}\right) \quad (7.43)$$

Итак, определив из опытов на релаксацию напряжений при температуре $T = T_0$ плотность распределения вероятностей времен релаксации $f_0(\lambda)$ и располагая справочными данными о значениях коэффициента диффузии D для исследуемого металла, можно найти выражение для $f_i(\lambda)$ при любой температуре T_i . Отметим, что вероятностные характеристики металла $f(\sigma^*)$ и $f(\lambda)$, где $f(\sigma^*)$ – плотность вероятности распределения безразмерных внутренних напряжений, при повышении температуры ведут себя противоположным образом: $f(\sigma^*)$ стремится, как это показано в разделе 6.5, к прямоугольному (равномерному) распределению, для которого при всех σ^* значения $f(\sigma^*) \rightarrow 1$; $f(\lambda)$ стремится к δ -функции.

7.7.2. Влияние движущих сил миграции границ зерен $\sigma_{дв}$

Аналогично температуре на функцию $f(\lambda)$ влияют движущие силы миграции границ. В этом случае для $T = \text{const}$ по аналогии с (7.37) можно записать

$$\frac{t_0}{t_{p2}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_2} = \frac{\sigma_{\Sigma 2}}{\sigma_{\Sigma 0}} = k_2, \quad (7.44)$$

$$\left. \begin{aligned} A_2 &= \frac{A}{k_2} \\ f_2(\lambda) &= \frac{k_2}{A_0} \exp\left(-\frac{k_2 \lambda}{A_0}\right) \end{aligned} \right\}. \quad (7.45)$$

Индекс «2» соответствует состоянию металла с уровнем напряжений $\sigma_{дв2}$, которые задаются в основном величиной деформационного упрочнения. При $\sigma_{дв} \rightarrow 0$ $\lambda_2 \rightarrow \infty$, $f(\lambda) \rightarrow 0$, т.е. релаксации напряжений практически не происходит. Тогда $K(t) = \sigma(t)$, что и наблюдается при холодной деформации. Если $\sigma_{дв2} > \sigma_{дв0}$, то релаксационные процессы в металле должны характеризоваться более высокой интенсивностью: $\lambda_2 < \lambda_0$, $k_2 > 1$, $A_2 > A_0$. Этот вывод, полученный при использовании выражений (7.44)–(7.45), подтверждается многочисленными экспериментальными данными и практикой обработки металлов давлением в целом. Кроме того, это подтверждается и основным уравнением релаксации (7.27), которое свидетельствует о том, что скорость релаксации напряжений в металле пропорциональна самим напряжениям.

7.7.3. Влияние размера зерна

Определив из опытов на релаксацию напряжений при $T=T_0$ функцию $f_0(\lambda)$ для металла с размером зерна d_0 , можно рассчитать интенсивность релаксационных процессов, т.е. вид функции $f(\lambda)$ в металле с другим размером зерна. Влияние размера зерна на вид $f(\lambda)$ состоит в возможном изменении пути миграции границы $r = d/2$ в выражении (3.44), а также – в незначительном изменении движущих сил процесса σ_Σ за счет влияния среднего радиуса кривизны границы r . Однако слагаемое $-\gamma_s'/r$ в выражении (3.38) мало по сравнению с остальными, поэтому его влиянием можно пренебречь.

Положив, что напряжения $\sigma_\Sigma = \text{const}$, $T = \text{const}$, аналогично (4.43)–(4.44) запишем

$$\frac{t_{p0}}{t_{p3}} = \frac{r_0}{r_3} = k_3, \quad (7.46)$$

$$\left. \begin{aligned} A_3 &= \frac{A_0}{k_3}, \\ f_3(\lambda) &= f_2(\lambda) = \frac{k_2}{A_0} \exp\left(-\frac{k_{2\lambda}}{A_0}\right) \end{aligned} \right\} \quad (7.47)$$

В выражении (7.47) индекс «3» соответствует состоянию металла со средним радиусом зерна r_3 . При $r_3 \rightarrow 0$ $k_3 \rightarrow \infty$, $\lambda_3 \rightarrow 0$, $f(\lambda) \rightarrow \delta(\lambda - \lambda^*)$, релаксация напряжений происходит чрезвычайно быстро; при $r_3 \rightarrow \infty$ $\lambda_3 \rightarrow \infty$, $f(\lambda) \rightarrow 0$, релаксация идет медленно.

7.7.4. Влияние полиморфных превращений на сопротивление деформации

Рассмотрим процесс охлаждения металла, во время которого происходят полиморфные превращения, например, охлаждение стали. Принятая нами физическая модель миграции границы зерна как основного механизма релаксации напряжений «чувствует», как было показано ранее, структурное состояние металла. По этой причине она должна реагировать и на протекающие в металле полиморфные превращения.

Во-первых, их влияние связано с возможным изменением коэффициента диффузии при переходе от одной кристаллографической модификации к другой скачкообразно или на не-

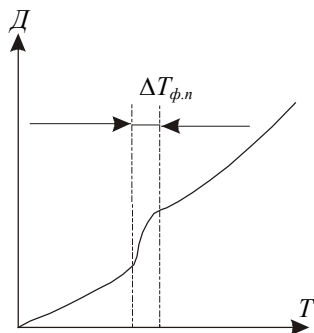


Рис. 7.14. Изменение коэффициента диффузии при фазовом превращении

котором температурном интервале (рис. 7.14). Чувствительность релаксационных процессов к величине T и D была проанализирована в разделе 7.7.1.

Во-вторых, в результате полиморфного превращения изменяется параметр кристаллической решетки a . Аналогично тому, как это было сделано в разделе 7.7.1 для изменения параметра a при постоянных σ_Σ , r , T и D , запишем

$$\frac{t_{p0}}{t_{p4}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_4} = \frac{a_4^2}{a_0^2} = k_4,$$

$$A_4 = \frac{A_0}{k_4},$$

$$f_4(\lambda) = \frac{k_4}{A_0} \exp\left(-\frac{k_4 \lambda}{A_0}\right)$$

Индекс «4» соответствует новому структурному состоянию металла, которое реализуется в результате рассматриваемого полиморфного превращения. Например, если при $\gamma \rightarrow \alpha$ превращении в железе параметр решетки уменьшится в 1,274 раза, то времена релаксации возрастут до уровня $1,632\lambda_0$, а сам процесс релаксации напряжений, соответственно, пойдет медленнее.

Если превращение «растянуто» на некотором интервале температур $Ar_3 - Ar_1$, то можно, очевидно, полагать, что

$$a_{A-\Phi} = a_\Phi + (a_A - a_\Phi)m_A(t), \quad (7.48)$$

где $a_{A-\Phi}$ – среднее значение параметра решетки аустенитно-ферритной смеси; a_A – параметр решетки аустенита, a_Φ – феррита, $m_A(t)$ – молярная концентрация аустенита в феррите как функция времени t или температуры металла T .

В-третьих, во время превращения в металле изменяются тип атомно-кристаллической решетки, величина энергии связи атомов и, как следствие, значение модуля упругости E . Скачкообразное изменение E , согласно (6.41) вызывает аналогичное скачкообразное изменение $f(\sigma^*)$:

$$\frac{f_4(\lambda)}{f_0(\lambda)} = \left(\frac{E_4}{E_0}\right)^{1/(1-\beta)},$$

(β – показатель упрочнения, который определяется при комнатной температуре по диаграмме упрочнения $\sigma_T(\varepsilon) = \sigma_{T0} + \alpha\varepsilon^\beta$) и предела текучести металла согласно (6.43)

$$\frac{\sigma_{T4}}{\sigma_{T0}} = \left(\frac{E_4}{E_0}\right)^{1/(1-\beta)}.$$

Если превращение развивается в некотором температурном интервале, например, для стали $Ar_3 - Ar_1$, то аналогично (7.48) можно записать:

$$E_{A-\Phi} = E_\Phi + (E_A - E_\Phi)m_A(t) \quad (7.49)$$

В этом случае скачок $\sigma_T(T)$ растянут по температуре, причем тем сильнее, чем шире интервал превращения.

Итак, суммируя изложенное, можно отметить, что влияние собственно полиморфного превращения сводится к следующим эффектам:

- 1) скачкообразному изменению коэффициента диффузии;
- 2) скачкообразному изменению параметра решетки;
- 3) скачкообразному изменению внутренних напряжений;
- 4) если превращение происходит на некотором температурном интервале, скачки характеристик металла рассредоточиваются на всем интервале превращения $\Delta T_{п.п.}$.

Анализируя влияние значений T , $\sigma_{дв}$, r на вид функции $f(\lambda)$, которая задает «характер и качество памяти металла» (см. раздел 7.6), можно отметить, что скорость релаксационных процессов в деформируемом металле наиболее чувствительна к температуре, нежели к изменению внутренних напряжений и размера зерна. Влияние перечисленных факторов может быть как взаимоисключающим, гарантирующим сохранение функции $f(\lambda)$ в неизменном виде, так и взаимодополняющим, сильно искажающим первоначальный вид $f(\lambda)$. В общем случае

$$f_i(\lambda) = \frac{k_1 k_2 k_3 k_4}{A_0} \exp\left(-\frac{k_1 k_2 k_3 k_4 \lambda}{A_0}\right) \quad (7.50)$$

Итак, выполненные нами исследования обеспечивают возможность по результатам всего лишь одного испытания на релаксацию напряжений при температуре $T=T_0$ и заданной степени деформации $\varepsilon=\varepsilon_0$ построить все возможные вариации $f_i(\lambda)$, присущие данному металлу при различных температурах и в различных структурных состояниях;

7.8. ИНТЕГРАЛЬНО-ВЕРОЯТНОСТНОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ УПРОЧНЕНИЯ И ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗУПРОЧНЕНИЯ. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЕФОРМАЦИИ

Согласно сформулированному нами в разделе 6.5 принципу самоорганизации, во время деформации металл стремится сбросить структуру, образованную во время деформации, равно как и деформационное упрочнение. При горячей деформации этот сброс возможен, поскольку достаточно активно протекают диффузионные процессы, приводящие к самопроизвольной перестройке структуры. Распад структур сопровождается высвобождением энергии $\Delta E_{дис} = -T\Delta S_{стр}(\varepsilon)$, которая в виде тепла выделяется в окружающую среду. При этом общая энергия системы уменьшается, деформационное упрочнение снимается. Этот процесс развивается во времени t .

Введение координаты времени t позволяет трактовать металл как некоторую динамическую систему (рис. 7.15), на вход которой подается сигнал $\sigma_t = \sigma_t(t)$ в виде деформирующих напряжений. При произвольной температуре деформирующие напряжения развиваются во времени по закону

$$\sigma_T(t) = \sigma_{T0} + \alpha(\dot{\varepsilon} t)^\beta, \quad (7.51)$$

где $t = \frac{\varepsilon}{\dot{\varepsilon}}$, где $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформации.

На выходе системы формируется сигнал $K(t)$ в виде разности

$$K(t) = \sigma_T(t) - \sigma_P(t) \quad (7.52)$$

Выходной сигнал $K(t)$ как разность подаваемых на вход системы без релаксации напряжений $\sigma_T(t)$ и выступающих в роли отрицательной обратной связи релаксированных напряжений $\sigma_P(t)$ является *сопротивлением деформации металла*. Значение $K(t)$ зависит от степени и скорости деформации, температуры и структуры металла.

Преобразование $\sigma_T(t)$ в $K(t)$ происходит по определенным законам, которые обусловлены внутренними параметрами металла, а именно – плотностью вероятности распределения времен релаксации $f(\lambda)$, поскольку, как мы уже неоднократно отмечали, металл – вероятностная система, для характеристики которой используются вероятностные функции. Закон преобразования может быть выражен при помощи передаточной функции. Вспомним некоторые понятия теории управления.

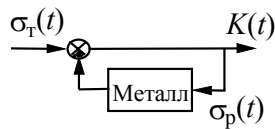


Рис. 7.15. Сопротивление деформации как результат процессов упрочнения и релаксации напряжений

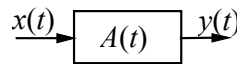


Рис. 7.16. Металл как простейшая система управления

Представим металл системой управления (рис. 7.16), на вход которой подается сигнал $x(t)$, а на выходе формируется $y(t)$. Преобразование $x(t)$ в $y(t)$ происходит при помощи оператора системы A , в качестве которого в металле выступают релаксационные процессы (7.30)

Итак, подводя промежуточный итог, можно сказать, что мы разработали модель изменения внутренних напряжений в металле как результат упрочняющего воздействия – возрастания неравновесности системы, и разупрочнения, как стремления системы к минимуму энергии. Фактически эта модель описывает сопротивление деформации металла во время его обработки при изменении параметров деформации – температуры, степени и скорости деформации.

При разработке модели использованы следующие положения, обоснованные нами ранее:

1. Структура металла представляет собой распределение по его объему внутренних напряжений, создаваемых дефектами кристаллического строения. В этом случае любой струк-

туре металла можно поставить в соответствие именованное число, характеризующее меру беспорядка распределения этих напряжений – структурную энтропию

$$\Delta S_{\text{стр}} = -R \int f(\sigma^*) \ln f(\sigma^*) d\sigma^*,$$

где $f(\sigma^*)$ – плотность распределения вероятностей безразмерных внутренних напряжений, которая может быть определена из опытов на растяжение.

2. Существует соотношение между средним уровнем внутренних напряжений σ_s и структурной энтропией $\Delta S_{\text{стр}}$, которое при выполнении условия пластичности (для одноосного растяжения в виде $\sigma = \sigma_s$, где σ – внешние напряжения) задает взаимосвязь прочности металла (предела текучести) и его структуры для комнатной температуры

$$\sigma \equiv \sigma_s = \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{\text{стр}},$$

где D и μ – плотность и молярная масса материала.

3. Структурная энтропия, являясь аддитивной функцией, учитывает вклад отдельных структурных элементов

$$\Delta S_{\text{стр}} = \Delta S_{\text{м}} + \Delta S_{\text{лег}} + \Delta S_{\text{ф.п.}} + \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) + \dots,$$

где $\Delta S_{\text{м}}$ – структурная энтропия матричного материала; $\Delta S_{\text{лег}}$ – учитывает вклад легирования; $\Delta S_{\text{ф.п.}}$ – фазовых (полиморфных) превращений; $\Delta S_{\text{стр}}(\epsilon)$ – пластической деформации.

4. Температурное изменение структурной энтропии определяет изменение предела текучести металла

$$\sigma_{\text{т}}(T) = \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(T),$$

или через температурное изменение модуля упругости

$$\sigma_{\text{т}i} = \sigma_{\text{т}0} \Phi^{-1} = \sigma_{\text{т}0} \left(\frac{E_i}{E_0} \right)^{\frac{1}{1-\beta}},$$

где индекс « i » принадлежит температуре, отличной от комнатной, для которой принят индекс «0».

5. Мы показали, что металл можно считать системой управления, на вход которой подается внешний сигнал в виде некоторого воздействия, например, деформирующие напряжения. Этот сигнал перерабатывается системой и в результате формируется выходной сигнал, который и фиксируется экспериментально. Такой подход позволил получить наследственную интегрально-вероятностную модель сопротивления деформации в виде

$$K(t) = \sigma_{\text{вх}}(t) - \sigma_{\text{р}}(t),$$

где $\sigma_{\text{вх}}(t)$ – упрочняющее воздействие на металл, например, в виде зависимости «напряжение – деформация», аппроксимированное выражением $\sigma(\varepsilon) = \sigma_{\text{т0}} + \alpha \varepsilon^\beta$, либо другое воздействие на систему, например, фазовый наклеп;

$\sigma_{\text{р}}(t) \int_0^t g(t-\theta) \sigma(\theta) d\theta$ – релаксированные напряжения; $g(t-\theta) = \int_0^\infty \frac{\exp[-(t-\theta)/\lambda]}{\lambda} f(\lambda) d\lambda$ – функция релаксации.

Таким образом, свойства деформируемого металла, который рассматривается нами как вероятностная среда, описываются при помощи двух плотностей распределения вероятностей $f(\sigma^*)$ и $f(\lambda)$: первая задает структурное состояние и вид функции $\sigma(\varepsilon)$, а вторая – способность восстановления исходной структуры. Изменение функций $f(\sigma^*)$ и $f(\lambda)$ определяет изменение свойств металла в процессах его обработки.

Нам удалось, используя условие нормировки и уравнение элементарного процесса релаксации, учесть изменение функции $f(\lambda)$ практически для любых условий пластической и термической обработки металла. Это уравнение имеет вид

$$\lambda = \frac{l k T}{\sigma_{\text{дв}} a^2 D},$$

где l – путь миграции межзеренной или межфазной границы при снятии напряжений во время термического разупрочнения; k – постоянная Больцмана; T – температура, a – параметр кристаллической решетки; D – коэффициент диффузии; σ_{Σ} – движущие силы процесса.

При динамическом нагружении

$$\sigma_{\text{дв}} = \sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(T) - \frac{\gamma'_s}{r},$$

где σ – внешние напряжения; $-DT\Delta S_{\text{стр}}/\mu$ – деформационное упрочнение; γ'_s – удельная поверхностная энергия границы; r – радиус ее кривизны.

Для статических процессов в отсутствие внешних сил

$$\sigma_{\text{дв}} = -\frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(T) - \frac{\gamma'_s}{r},$$

а для собирательных

$$\sigma_{\text{дв}} = -\frac{\gamma'_s}{r}.$$

Как следует из последних выражений, основным механизмом разупрочнения во время пластической деформации принимается миграция границ зерен, фаз, субзерен и им подобных образований под действием напряжений $\sigma_{\text{дв}}$.

Для идентификации вероятностной функции $f(\sigma^*)$ используются обобщенная реологическая модель упругопластической среды с упрочнением Ишлинского и опыты на растяже-

ние при температурно-скоростных параметрах испытания на растяжение, обеспечивающих отсутствие релаксационных процессов:

$$f(\sigma^*) = -\frac{1+h}{E} \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2},$$

где h – параметр упрочнения.

Для определения $f(\lambda)$ можно использовать реологическую модель обобщенной среды Кельвина и опыты на релаксацию напряжений при одной из температур $T = T_0$, при которой релаксационные процессы протекают достаточно активно:

$$f_0(\lambda) = \frac{1}{A_0} \exp\left(-\frac{\lambda}{A_0}\right),$$

где A_0 – параметр распределения, который определяется экспериментально. С учетом изменения температуры металла, величины σ_Σ , размера зерна и параметра решетки a плотность распределения $f(\lambda)$ можно представить в виде

$$f_i(\lambda) = \frac{k_1 k_2 k_3 k_4}{A_0} \exp\left(-\frac{k_1 k_2 k_3 k_4 \lambda}{A_0}\right)$$

где коэффициент k_1 учитывает изменение температуры и параметра диффузии,

$$k_1 = \frac{T_0}{T_i} \exp\left(\frac{Q\Delta T}{RT_0 T_i}\right); \quad (7.53)$$

$k_2 = \sigma_{двi} / \sigma_{дв0}$ – учитывает изменение движущих сил разупрочнения (релаксации напряжений); $k_3 = r_0/r_i$ – изменение размера зерна; $k_4 = (a_i/a_0)^2$ – параметра кристаллической решетки во время полиморфных или фазовых превращений.

Если не учитывать вероятностного и наследственного характера релаксационных процессов в металле, то рассмотренная нами модель значительно упрощается. В этом случае $f(\lambda) = \delta(\lambda - \bar{\lambda})$, а изменение во времени релаксированных напряжений принимает вид

$$\sigma_p(t) = \int_0^t \frac{1}{\bar{\lambda}} \exp\left(-\frac{t-\theta}{\bar{\lambda}}\right) \sigma_\tau(\theta) d\theta. \quad (7.54)$$

Если $\sigma(t)$ не зависит от времени и $\sigma_{вх} = \sigma_{вх0}$, то расчеты еще более упрощаются:

$$\sigma_p(t) = \sigma_{вх0} \exp\left(-\frac{t}{\bar{\lambda}}\right). \quad (7.55)$$

Тогда для текущего времени t с учетом релаксации напряжений

$$K(t) = \sigma_{вх0} - \sigma_p(t) = \sigma_{вх0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\bar{\lambda}}\right)\right]. \quad (7.54)$$

В качестве входного сигнала $\sigma_{вх}(t)$ принимается значение предела текучести от степени деформации $\sigma(\varepsilon)$ или от времени $\sigma(t)$ без учета релаксации напряжений, либо другое упроч-

няющее воздействие на металл. Например, при фазовых или полиморфных превращениях в качестве $\sigma_{вх0}$ можно принять фазовый наклеп (см. далее).

Подробно синтез модели сопротивления деформации с применением методов теории управления рассмотрен в [5]. Там же проанализированы возможности этой модели.

ИТОГИ ГЛАВЫ

1. В результате анализа экспериментальных данных по исследованию структуры деформированного и отжженного металла установлено, что образование бездефектного зародыша нового рекристаллизованного зерна обусловлено энергетической выгодностью перегруппировки дефектов кристаллического строения с образованием новой границы, разделяющей зародыш от деформированной матрицы.

2. Движущими силами появления зародыша рекристаллизованного зерна являются внешние напряжения и деформационное упрочнение, а лапласовы напряжения, создаваемые новой границей препятствуют его образованию. Преимущественным местом появления зародыша являются микрообъемы, в которых движущие силы имеют максимальное значение, т.е. объемы вблизи межзеренных границ, вблизи свободной поверхности. Зародышами новых зерен могут быть дислокационные или полигональные ячейки в деформированном металле. Чем выше степень деформации, тем более высокую энергию имеет новая межзеренная граница.

3. Движущими силами миграции границ являются внешние напряжения и деформационное упрочнение. Лапласовы напряжения при вогнутой форме границ стимулируют ее движение, а при выпуклой – тормозят. Чем меньше радиус кривизны границы, тем сильнее влияние лапласовых напряжений.

4. Процессы термического разупрочнения – первичной рекристаллизации или «рекристаллизации на месте» (полигонизации) протекают очень быстро, поскольку движущие силы процесса очень велики. При снятии деформационного упрочнения процессы миграции границ значительно замедляются.

5. Высокоугловые границы более подвижны, чем малоугловые или специальные. Это особенно сильно сказывается при окончании первичной рекристаллизации во время собирательных процессов роста зерен.

6. При движении границы могут взаимодействовать с другими дефектами и между собой. При этом изменяется структура и свойства границ. Выход границ на поверхность металла означает микроскопическое изменение формы металла. Следовательно, выход границ на поверхность металла – микроскопический механизм пластической деформации и механизм

текстурообразования при теплой и горячей деформации. Поскольку данный механизм деформации имеет выраженный диффузионную природу, он может быть идентифицирован как вязкий кооперативный механизм.

7. Вероятностное описание релаксационных процессов в металле дает возможность составить модель «упрочнение – релаксация», которая позволяет рассчитывать сопротивление деформации металла, а также изменение напряжений во времени, возникающих, например, во время фазовых превращений.

8. ПОЛИМОРФНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ

Полиморфные и фазовые превращения в металлах и сплавах во многом определяют их свойства, поэтому изучению структурных превращений уделяют столь пристальное внимание. Начало этих исследований положено, очевидно, работами академика Н.С. Курнакова, который показал взаимосвязь фазовой диаграммы и свойств термодинамической системы.

Для исследования фазовых и полиморфных превращений применяют различные методики – металлографию, рентгенографию, нейтронографию; используют разнообразное оборудование – оптические и электронные микроскопы, рентгеновские дифрактометры, калориметры, масс-спектрометры, рентгеновские и Оже-спектрометры и микроанализаторы, туннельные микроскопы и другие современные установки. Накоплен богатейший экспериментальный материал, созданы различные теории происходящих в металле превращений, для каждого из них даны объяснения и все же... теория формирования свойств металлов во время полиморфных и фазовых превращений до настоящего времени остается наукой, основным результатом которой является систематизация экспериментальных данных. Математическим аппаратом в большинстве случаев является метод планируемого эксперимента, но, к сожалению, разрабатываемые с его помощью регрессионные модели никакой физической теории собой не представляют и особой смысловой и познавательной нагрузки не несут.

Специалистам по обработке металлов давлением понимание процессов, происходящих при охлаждении или нагревании металлов с фазовыми превращениями, совершенно необходимо, поскольку одним из основных требований, предъявляемым к продукции, является комплекс механических свойств. Такие свойства, как прочность и пластичность, формируются под воздействием пластической деформации и термической обработки, которая неизбежно сопровождает металл при горячей деформации. Сегодня многие технологические процессы обработки металлов построены именно на совокупности операций пластической и термической обработки, объединенных одним общим названием – термомеханическая обработка.

Именно пластическая деформация способна стимулировать или тормозить фазовые превращения в металлах. Сегодня существуют такие технологии обработки металлов, в которых все формоизменение связано не с дислокационным механизмом деформации, а с фазовыми превращениями. При деформации высоколегированных сталей и других сплавов обработчиков давлением могут подстерегать провалы пластичности, скачкообразное изменение сопротивления деформации, связанное с появлением новых упрочняющих фаз или с упорядочением сплава. Знание этих особенностей поведения металлов и умение пользоваться диаграммами состояния для определения режимов обработки сплавов – это требование к современному специалисту металлургу или материаловеду.

8.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В теории термической обработки металлов различают термодиффузионные и бездиффузионные сдвиговые (мартенситные) превращения. Характер каждого из них зависит от типа фазовой диаграммы сплава и скорости его охлаждения при термической или термомеханической обработке.

Для объяснения движущих сил и кинетики каждого типа превращения в настоящее время существуют термодинамические и кинетические модели. Наша задача состоит в том, чтобы разобраться в причинах происходящих превращений, найти их общие черты, оценить влияние пластической деформации и разработать математический аппарат, позволяющий описать формирование свойств металлов во время превращений и управлять ими при помощи параметров технологических процессов.

В настоящее время теория фазовых превращений базируется на теории кристаллизации расплавов, начала которой разработаны Л. Тамманом на рубеже XIX и XX столетий. Считается, что все особенности фазового перехода «жидкое-твердое» проявляются при превращениях в твердом состоянии. Для описания превращений используются представления о скорости зарождения центров кристаллизации новой фазы и линейной скорости роста зародышей. Соотношение между этими двумя характеристиками кристаллизации с привлечением вероятностного подхода позволяет качественно объяснить форму кривых изотермического распада, а также влияние на этот процесс скорости охлаждения, химического состава сплава и ряда других факторов.

Однако специалисты по термической и термомеханической обработке металлов обращают внимание на сугубо качественный характер теории, что приводит к необходимости проведения большого количества экспериментальных исследований для разработки или корректировки технологических процессов. Многие исследователи очень осторожно относятся к теории фазовых превращений и часто избегают теоретических оценок, предпочитая им тру-

доемкий и дорогостоящий эксперимент. Однако, по выражению М. Арбиба «многочисленный экспериментальный материал может оказаться кучей никому не нужного хлама, если под него не подведено хорошей теоретической базы».

Попробуем, опираясь на огромный практический опыт термической и термомеханической обработки, положения термодинамики, предложить свою интерпретацию фазовых превращений в металлах на основе концептуальной базы, разработанной нами в главах 6 и 7. При этом не будем подвергать критике основы существующей теории, которые известны из курса металловедения, отдавая ей должное за развитие представлений о процессах, протекающих в металлах.

8.2. КОНЦЕПТУАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Концептуальный подход к описанию фазовых превращений в металлах состоит из нескольких положений, обоснованных в главах 6 и 7:

1. Структура металла представляет собой распределение по его объему внутренних напряжений, создаваемых дефектами кристаллического строения. В этом случае любой структуре металла можно поставить в соответствие функцию, характеризующую меру беспорядка распределения этих напряжений – структурную энтропию

$$\Delta S_{\text{стр}} = -R \int f(\sigma^*) \ln f(\sigma^*) d\sigma^*, \quad (8.1)$$

где $f(\sigma^*)$ – плотность распределения вероятностей безразмерных внутренних напряжений, которая может быть определена из опытов на растяжение; $\sigma^* = \sigma_s / E$; σ_s – напряжения в микрообъеме, создаваемые дефектами кристаллического строения; E – модуль упругости.

2. Существует соотношение между средним уровнем внутренних напряжений в металле σ_s и структурной энтропией $\Delta S_{\text{стр}}$; оно задает взаимосвязь прочности металла (предела текучести) и его структуры

$$\sigma \equiv \sigma_s = \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}, \quad (8.2)$$

где ρ и μ – плотность и молярная масса материала; T_0 – температура, при которой определена $\Delta S_{\text{стр}}$.

3. Структурная энтропия, являясь аддитивной функцией, учитывает вклад отдельных структурных элементов

$$\Delta S_{\text{стр}} = \Delta S_{\text{м}} + \Delta S_{\text{лег}} + \Delta S_{\text{ф.п.}} + \Delta S_{\text{стр}}(\epsilon) + \dots, \quad (8.3)$$

где $\Delta S_{\text{м}}$ – структурная энтропия матричного материала; $\Delta S_{\text{лег}}$ – учитывает вклад легирования; $\Delta S_{\text{ф.п.}}$ – фазовых (полиморфных) превращений; $\Delta S_{\text{стр}}(\epsilon)$ – пластической деформации.

4. Температурное изменение структурной энтропии определяет изменение предела текучести металла

$$\sigma_{Ti} = \frac{DT_0}{\mu} \Delta S_{стрi}, \quad (8.4)$$

где индекс « i » принадлежит температуре, отличной от комнатной, для которой принят индекс «0», или через температурное изменение модуля упругости

$$\frac{\Delta S_{стрi}}{\Delta S_{стр0}} = \frac{\sigma_{Ti}}{\sigma_{T0}} = \left(\frac{E_i}{E_0} \right)^{\frac{1}{1-\beta}}, \quad (8.5)$$

5. Сопротивление деформации металла представляет собой результирующее напряжение упрочнения и релаксации напряжений

$$K(t) = \sigma_T(t) - \sigma_p(t), \quad (8.6)$$

где $\sigma_T(t) = \sigma_{T0} + \alpha \varepsilon^\beta$ – зависимость напряжение-деформация для температуры T_i ; α и β – коэффициенты аппроксимации зависимости истинных напряжений от деформации; $\varepsilon = \dot{\varepsilon}t$, $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформации; $\sigma_p(t) = \int_0^t g(t-\theta) \sigma_T(\theta) d\theta$; $g(t-\theta) = \int_0^\infty \frac{\exp[-(t-\theta)/\lambda]}{\lambda} f(\lambda) d\lambda$ – релаксированные напряжения;; $f(\lambda)$ – плотность распределения вероятности времен релаксации λ ; $g(t)$ – весовая функция системы; $0 \leq \theta \leq t$.

Таким образом, свойства деформируемого металла, который рассматривается нами как вероятностная среда, описываются при помощи двух плотностей распределения вероятностей $f(\sigma^*)$ и $f(\lambda)$: первая характеризует структурное состояние и уровень свойств металла, а вторая – способность восстановления исходной структуры. Изменение функций $f(\sigma^*)$ и $f(\lambda)$ определяет изменение свойств металла в процессах его обработки.

6. Основным механизмом термического разупрочнения деформированного металла является миграция атомов под действием внутренних напряжений, например, согласованная миграция атомов, составляющих границу зародыша рекристаллизованного зерна или полигональной ячейки. С использованием условия нормировки и уравнения движения частицы под действием силы можно рассчитать изменение функции $f(\lambda)$ практически для любых условий пластической и термической обработки металла. Уравнение движения частицы имеет вид

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sigma_{дв} a^2 \mathcal{D}}{kT}, \quad (8.7)$$

где r – путь миграции межзёрненной или межфазной границы при снятии напряжений во время термического разупрочнения; k – постоянная Больцмана; T – температура, a – параметр

кристаллической решетки; D – коэффициент диффузии; $\sigma_{\text{дв}}$ – движущие силы процесса, т.е. напряжения, действующие на частицу; $\sigma_{\text{дв}} a^2 = F$ – сила.

При термическом разупрочнении под действием внешних напряжений $\Delta\sigma$

$$\sigma_{\text{дв}} = \sigma - \frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(T) - \frac{\gamma'_s}{r}, \quad (8.8)$$

где σ – внешние напряжения; $-DT\Delta S_{\text{стр}}/\mu$ – деформационное упрочнение; γ'_s – удельная поверхностная энергия границы; r – радиус ее кривизны.

Для статической рекристаллизации или полигонизации

$$\sigma_{\text{дв}} = -\frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(T) - \frac{\gamma'_s}{r}, \quad (8.9)$$

а собирательной рекристаллизации или «рекристаллизации на месте»

$$\sigma_{\text{дв}} = -\frac{\gamma'_s}{r} \quad (8.10)$$

Как следует из последних выражений, основным механизмом разупрочнения во время пластической деформации принимается миграция границ зерен, фаз, субзерен под действием напряжений $\sigma_{\text{дв}}$.

Процессы релаксации напряжений в металле контролируются диффузионными процессами, имеющими энергию активации $Q \approx 0,5Q_{\text{сд}}$ ($Q_{\text{сд}}$ – энергия активации самодиффузии). К ним можно отнести трубочную и зернограничную диффузии, а также диффузию углерода в углеродистых сталях.

7. Для идентификации вероятностной функции $f(\sigma^*)$ используются обобщенная реологическая модель упругопластической среды с упрочнением Ишлинского и опыты на растяжение при температурно-скоростных параметрах испытания на растяжение, обеспечивающих отсутствие релаксационных процессов:

$$f(\sigma^*) = -\frac{(1+h)}{E} \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}, \quad (8.11)$$

где h – параметр упрочнения.

Для определения $f(\lambda)$ можно использовать реологическую модель обобщенной среды Кельвина и опыты на релаксацию напряжений при одной из температур $T = T_0$, при которой релаксационные процессы протекают достаточно активно:

$$f_0(\lambda) = \frac{1}{A_0} \exp\left(-\frac{\lambda}{A_0}\right), \quad (8.12)$$

где A_0 – параметр распределения, который определяется экспериментально. С учетом изменения температуры металла, движущих сил разупрочнения, размера зерна и параметра кристаллической решетки a , плотность распределения $f(\lambda)$ можно представить в виде

$$f_i(\lambda) = \frac{k_1 k_2 k_3 k_4}{A_0} \exp\left(-\frac{k_1 k_2 k_3 k_4 \lambda}{A_0}\right) \quad (8.13)$$

где коэффициент k_1 учитывает изменение температуры,

$$k_1 = \frac{\lambda_0}{\lambda_i} = \frac{T_0 D_i}{T_i D_0} = \frac{T_0}{T_i} \exp\left(\frac{Q \Delta T}{R T_0 T_i}\right); \quad (8.14)$$

$k_2 = \sigma_{двi} / \sigma_{дв0}$ – учитывает изменение движущих сил разупрочнения (релаксации напряжений); $k_3 = r_0 / r_i$ – изменение размера зерна; $k_4 = (a_i / a_0)^2$ – изменение параметра кристаллической решетки во время полиморфных или фазовых превращений.

8. Согласно соотношению Гельмгольца, изменению энергии системы ΔW соответствует изменение напряжений в системе $\Delta \sigma$:

$$\Delta \sigma = -\frac{\partial \Delta W}{\partial v}, \quad (8.15)$$

где v – объем системы.

Это соотношение действительно и для внутренних процессов, например, фазовых превращений.

9. Межфазная или межзеренная граница характеризуется удельной поверхностной энергией γ'_s , и поверхностной энергией $\Delta W_{гр} = \gamma'_s s$, где s – площадь границы. В соответствии с (8.15), граница создает поле напряжений $\Delta \sigma_{гр}(r) = \gamma'_s / x$, где x – расстояние от границы. Максимальное значение этих напряжений наблюдается при $r = a_{гр}$, где $a_{гр}$ – толщина границы, или среднее расстояние между атомами соседних зерен через границу,

$$\Delta \sigma_{гр} = \frac{\gamma'_s}{a_{гр}}. \quad (8.16)$$

8.3. ДИФФУЗИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

8.3.1. Формальный подход к описанию превращений

Экспериментальные зависимости времени фазового превращения от температуры изотермической выдержки, как правило, строят в координатах температура T – время t , рис.1, а. Таким образом, по каким-то причинам, видимо для удобства, функцию и аргумент при построении графиков поменяли местами.

Рассмотрим кинетические зависимости изотермического распада в «правильных» координатах «время t – температура T », где время t является функцией, рис. 1,б. Полученная зависимость математически может быть описана функцией

$$y = a e^{bx+cx^2}, \quad (8.17)$$

где $c > 0$, $b < 0$.

Аппроксимирующая функция (8.17) с двумя экспонентами может быть интерпретирована как имеющая вероятностный характер, причем первая из экспонент представляет, например, скорость роста, а вторая – скорость (или вероятность) зарождения центров кристаллизации, либо наоборот.

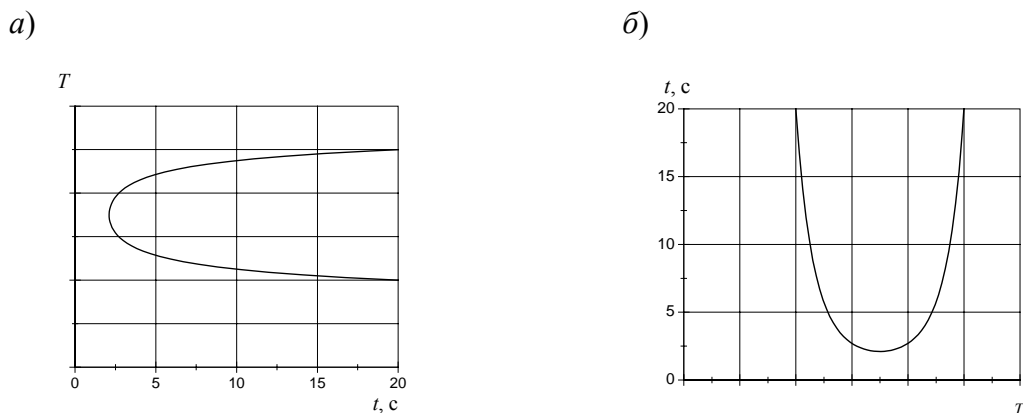
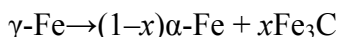


Рис. 8.1. Построение С-образной кривой при помощи двух экспонент по формуле (8.17):
 $a - t = 20 \exp(x^2 - 3x)$; б – вид зависимости после перемены осей координат

Возможно, что такой формальный подход, состоящий в подборе аппроксимирующей функции и ее вероятностной интерпретации, и лежал в основе разработки существующей теории, которая сыграла важную роль в формировании современных представлений о фазовых превращениях. Рассмотрим теперь фазовые превращения на основе единой концептуальной части, сформулированной в разделе 8.2.

8.3.2. Движущие силы превращения

Фазовое превращение в стали представляет собой распад исходной γ -фазы (аустенита) на α -фазу, содержащую до 0,02% С (феррит), и карбид Fe_3C (цементит), происходящий по реакции



где x – мольная доля Fe_3C в двухфазной системе; x зависит от концентрации углерода в сплаве.

В стали эвтектоидного состава содержится 50% феррита и 50% цементита. Такой фазовый состав в зависимости от дисперсности фаз называется, как известно, перлитом, сорбитом, или трооститом. Рассмотрим эвтектоидное превращение в углеродистой стали.

Движущей силой фазового превращения в стали является разность энергий системы после распада ΔW_2 и до распада ΔW_1 переохлажденного аустенита:

$$\Delta W_{\Sigma} = \Delta W_2 - \Delta W_1. \quad (8.18)$$

Величина $\Delta W_{\text{ф.п.}}$ обусловлена изменением энергии связи, координационного числа, атомного объема, растворимости легирующих элементов и приводит к изменению модуля

упругости и внутренних напряжений в системе, согласно (8.15). Возникновение напряжений в металле во время фазового превращения называется *фазовым наклепом*.

Первоначально энергия $\Delta W_{\text{ф.п.}}$ сосредоточивается в металле, но по мере протекания превращения с течением времени выделяется в окружающую среду в виде теплового эффекта превращения $\Delta Q_{\text{ф.п.}} = T_{\text{ф.п.}} \Delta S_{\text{ф.п.}}$. Поскольку

$$\Delta W_{\text{ф.п.}} = \Delta Q_{\text{ф.п.}},$$

то по величине теплового эффекта, измеряемого экспериментально, можно определить изменение энтропии и энергию превращения $\Delta W_{\text{ф.п.}} = -T_{\text{ф.п.}} \Delta S_{\text{ф.п.}}$. Численно $\Delta W_{\text{ф.п.}}$ равно изменению энергии Гиббса системы во время фазового превращения.

Для системы произвольной массы $m = Dv/\mu$ (масса m в молях; D – плотность, кг/моль; μ – молярная масса, кг/моль) можно найти изменение энергии и фазовый наклеп:

$$\left. \begin{aligned} \Delta W_{\text{ф.п.}} &= -\frac{DvT_{\text{ф.п.}}}{\mu} \Delta S_{\text{ф.п.}}, \\ \Delta \sigma_{\text{ф.п.}} &= -\frac{D}{\mu} \Delta W_{\text{ф.п.}} = \frac{DT_{\text{ф.п.}}}{\mu} \Delta S_{\text{ф.п.}}. \end{aligned} \right\} \quad (8.19)$$

На рис. 8.2. представлено изменение энтропии во время фазового превращения. Поскольку при охлаждении $\Delta S_{\text{ф.п.}} < 0$, то $\Delta W_{\text{ф.п.}} > 0$, $\Delta \sigma_{\text{ф.п.}} < 0$, что свидетельствует о возрастании неравновесности системы и усложнении ее структуры.

Напряжения (8.19), согласно (8.5) зависят от температуры

$$\Delta \sigma_{\text{ф.п.}}(T) = \Delta \sigma_{\text{ф.п.}} \left(\frac{E(T)}{E_{\text{ф.п.}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}}, \quad (8.20)$$

где $E_{\text{ф.п.}}$ – значение модуля упругости при температуре $T = T_{\text{ф.п.}}$; $E(T)$ – значение модуля упругости при произвольной температуре T .

Таким образом, при понижении температуры и переохлаждении аустенита движущие силы превращения $\Delta \sigma_{\text{ф.п.}}$ возрастают, как и другие внутренние напряжения в металле, пропорционально изменению модуля упругости, опосредованно зависящему от структуры через коэффициент β .

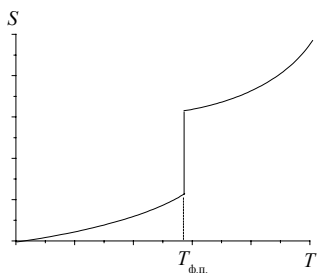


Рис. 8.2. Схема изменения энтропии при фазовом превращении

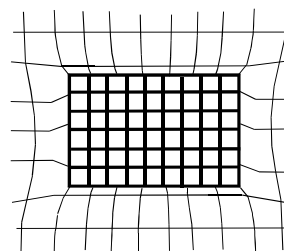


Рис. 8.3. Характер упругих искажений кристаллической решетки вблизи включения второй фазы

8.3.3. Начало фазового превращения как возникновение новой межфазной границы

Будем считать, что фазовое превращение происходит по механизму образования и роста зародышей новой фазы. Образование зародыша сопровождается появлением новой межфазной границы, обладающей энергией $\Delta W_{\text{гр}} = \gamma'_s s$, где γ'_s – удельная поверхностная энергия границы; s – ее площадь. Это означает увеличение энергии системы, поэтому $\Delta W_{\text{гр}}$ является барьером для начала превращения.

Энергия границы $\Delta W_{\text{гр}}$ и напряжения, создаваемые границей (8.16), зависят от температуры

$$\left. \begin{aligned} \Delta \sigma_{\text{гр}} &= \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}}, \\ \Delta \sigma_{\text{гр}}(T) &= \Delta \sigma_{\text{гр}} \frac{E(T)}{E_{\text{ф.п.}}} = \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}} \frac{E(T)}{E_{\text{ф.п.}}} \end{aligned} \right\} \quad (8.21)$$

поскольку $\gamma_s \approx \frac{1}{2} \tau^* a = \frac{Ga}{4\pi(1-\xi)} = \frac{Ea}{8\pi(1-\xi^2)}$, где τ^* – теоретическая прочность; G – модуль сдвига; ξ – коэффициент Пуассона.

Превращение начинается при выполнении условия

$$\Delta W_{\Sigma} = \Delta W_2(T) - \Delta W_1(T) = \Delta W_{\text{гр}}(T) - \Delta W_{\text{ф.п.}}(T) \leq 0. \quad (8.22)$$

Переходя при помощи (8.15), к напряжениям и используя (8.20) – (8.21), получим

$$\Delta \sigma_{\text{ф.п.}}(T) \geq \Delta \sigma_{\text{гр}}(T), \quad (8.23)$$

или

$$\Delta \sigma_{\text{ф.п.}} \left(\frac{E(T)}{E_{\text{ф.п.}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} \geq \Delta \sigma_{\text{гр}} \frac{E(T)}{E_{\text{ф.п.}}}. \quad (8.24)$$

Для температуры фазового превращения (8.24) сводится к виду

$$\frac{D}{\mu} \Delta W_{\text{ф.п.}} \geq \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}}. \quad (8.25)$$

Выполнение условия (8.25) образования новой межфазной границы во время фазового превращения при $T=T_{\text{ф.п.}}$ позволяет оценить величину ее удельной энергии:

$$\gamma'_s = \frac{D}{\mu} \Delta W_{\text{ф.п.}} a_{\text{гр}}. \quad (8.26)$$

Эта простейшая оценка показывает, что новые межфазные границы являются низкоэнергетическими – малоугловыми или специальными. Например, по данным [26] для стали с содержанием углерода 0,8 мас. % $\Delta W_{\text{ф.п.}} = 4$ кДж/моль. При $D = 7,84 \times 10^3$ кг/м³, $\mu = 56 \times 10^{-3}$ кг/моль, $a_{\text{гр}} = 3 \times 10^{-10}$ м, $\Delta W_{\text{ф.п.}} = 4$ кДж/моль $\gamma'_s = 0,168$ Дж/м² или $\gamma'_s \approx 0,1 \gamma_s$. Такое значение удельной поверхностной энергии несколько ниже минимального значения ($\gamma'_{s \min} = 0,15 \gamma_s$), которое встречается для межфазных границ в металлах [11, 13–14]. Это свидетельствует о

том, что энергетический барьер для образования новой фазы в эвтектоидной стали не может быть преодолен только за счет напряжений $\Delta\sigma_{\text{ф.п.}}$. Для выполнения условия (8.24) при $T=T_{\text{ф.п.}}$ требуются дополнительные внутренние напряжения $\Delta\sigma_s$, создаваемые дефектами кристаллического строения. Тогда (8.22) сводится к виду

$$\Delta\sigma_{\text{ф.п.}} + \Delta\sigma_s \geq \Delta\sigma_{\text{гр}} \quad (8.27)$$

или

$$\frac{D}{\mu} \Delta W_{\text{ф.п.}} + \frac{D}{\mu} T \Delta S_{\text{стр}} \geq \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}}, \quad (8.28)$$

где $\Delta\sigma_s = \frac{D}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}$ – внутренние напряжения, создаваемые в объеме дефектами кристаллического строения согласно (8.2).

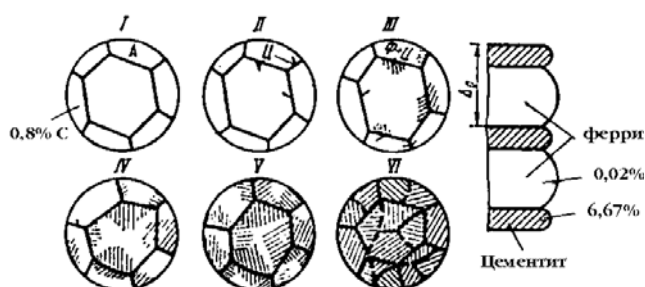


Рис. 8.4. Схема возникновения и роста перлитного зерна (б): I – аустенит; II – образование зародыша Fe_3C на границе зерна аустенита; III – образование пластин феррита; IV–VI – рост и образование новых пластин Fe_3C и феррита; Δ_0 – межпластиночное расстояние

Дополнительные условия для протекания превращения и распада твердого раствора на цементит и феррит могут обеспечить поля напряжений, создаваемые другими дефектами кристаллического строения, в первую очередь высокоугловыми границами, рис. 8.4.

Можно полагать, что при небольших степенях переохлаждения условия для появления новой фазы выполняются лишь в

небольшом количестве микрообъемов, среднее расстояние между которыми l велико. При больших степенях переохлаждения зародыши новой фазы способны возникать и расти на дислокациях, дефектах упаковки и других дефектах кристаллического строения [21].

8.3.4. Переохлаждение и увеличение вероятности образования зародышей новой фазы

В связи с повышением уровня внутренних напряжений $\Delta\sigma_{\text{ф.п.}}(T)$ в металле повышается вероятность возникновения зародыша новой фазы, отделенной от остального металла новой границей с энергией γ'_s . Увеличение этой вероятности можно показать при помощи функции $f(\sigma^*)$, рис. 8.5.

Если барьер для образования новых границ $\gamma'_s/a_{\text{гр}}$ преодолен, то разность безразмерных напряжений

$$\Delta\sigma^* = (\Delta\sigma_{\text{ф.п.}}^* + \Delta\sigma_s^*) - \sigma_{\text{гр}}^* = [(\Delta\sigma_{\text{ф.п.}} + \Delta\sigma_s) - \sigma_{\text{гр}}]/E$$

определяет вероятность P_1 (см. рис. 8.5) существования атомов, энергия которых достаточна для образования новой межфазной границы

$$P_1 = \int_{(\gamma'_s/a)/E}^{(\Delta\sigma_{\text{ф.п.}} + \sigma_s)/E} f(\sigma^*) d\sigma^* . \quad (8.29)$$

Вероятность P_1 определенная по (8.29) относительно количество элементов системы, способных стать зародышами новой фазы.

Если N_0 – число атомов в единице объема, то $N_0 V_1$ – число атомов, которое может стать зародышем новой фазы. Тогда при $N_0 = 1/a^3$, где a – среднее межатомное расстояние, можно найти среднее расстояние между центрами кристаллизации новой фазы l :

$$l = \frac{1}{\sqrt[3]{N_0 V_1}} = \frac{a}{\sqrt[3]{V_1}} . \quad (8.30)$$

Например, если $V_1 = 10^{-12}$, то $l = 10000a$.

Таким образом, увеличение напряжений $\Delta\sigma_{\text{ф.п.}}(T) + \Delta\sigma_s(T)$ при увеличении степени переохлаждения аустенита приводит к увеличению вероятности образования зародышей V_1 и уменьшению расстояния между ними l . Это равнозначно снижению пути, который должна пройти новая граница при коагуляции частиц и обособлении фаз. Расстояние между центрами кристаллизации l определяет дисперсность фаз, получаемых в результате превращения.

Если граница исходного аустенитного зерна непроницаема для диффузии Fe_3C , то при больших значениях l , превышающих размер зерна, превращение происходит лишь в ограниченном количестве зерен.

Точно рассчитать вероятность образования зародышей новой фазы трудно из-за необходимости очень точной аппроксимации кривой $\sigma(\epsilon)$ при

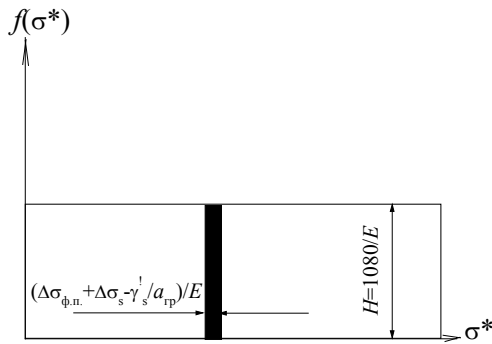


Рис. 8.5. К расчету вероятности образования зародышей новой фазы по аппроксимации

определении плотности распределения $f(\sigma^*)$.

Для проведения оценочных расчетов выполним испытания на растяжение отоженных образцов эвтектоидной стали. Кривую истинных напряжений аппроксимируем полиномом второй степени

$$\sigma(\epsilon) = 370 + 1210\epsilon - 590\epsilon^2 .$$

При этом функция $f(\sigma^*) = -\frac{1+h}{E} \frac{d^2\sigma}{d\epsilon^2} = H = \frac{1080}{E}$, см. рис.8.5, представляет собой прямоугольное распределение высотой $H \approx 1080/E$, где E – модуль упругости. Согласно рис.8.5, вероятность образования зародышей новой фазы (или относительное число атомов системы, способных стать зародышами новой фазы) определяется как

$$P_1 = \frac{\Delta\sigma_{\text{ф.п.}} + \Delta\sigma_s - \gamma'_s / a_{\text{гр}}}{E} H . \quad (8.31)$$

Вероятности образования зародышей найдем по (8.31), а l – по (8.29). Результаты вычислений сведем в табл. 8.1. Расчет температурного изменения напряжений $\Delta\sigma_{\text{ф.п.}} + \Delta\sigma_s$ выполним аналогично (8.20), а напряжений $\Delta\sigma_{\text{гр}}$ по (8.21).

При анализе расчетных значений $l(T)$ отметим следующее:

- вероятности P_1 и средние расстояния между зародышами l не слишком сильно зависят от параметров аппроксимации, следовательно, эти зависимости для разных сталей, близких по химическому составу, отличаются незначительно;

- при температуре выше 600°C вероятность образования зародышей $P_1 = 0$, поскольку в среднем по металлу не выполняется условие образования новых границ (8.28). При этом новые границы могут возникать только в тех местах, где действуют локальные напряжения $\Delta\sigma_{s1}$, превышающие средние значения $\Delta\sigma_s$ и для которых выполняется условие (8.28).

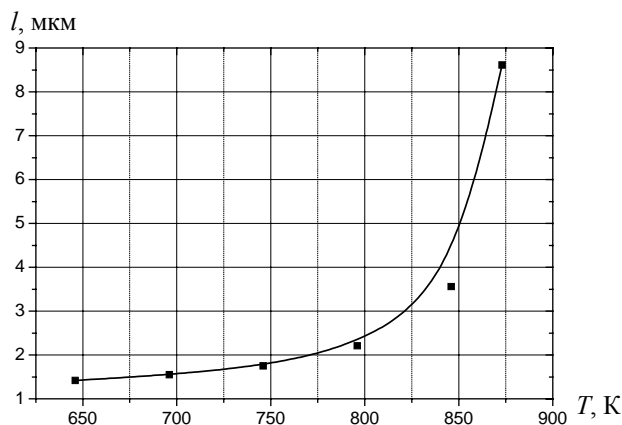
Будем считать, что при $T > 600^\circ\text{C}$ закон изменения $l(T)$ остается таким же, как и для более низких температур $T < 600^\circ\text{C}$. Для определения значений l при $T > 600^\circ\text{C}$ построим график $l(T)$ по данным табл. 8.1 при помощи пакета программ *Microcal Origin*, аппроксимируем его экспонентой и экстраполируем в область более высоких температур, рис.8.6.

Т а б л и ц а 8. 1

Расчетные данные вероятности образования зародышей новой фазы

$T, ^\circ\text{C}$	723	673	623	600	573	523	473	423	373
$\sigma_s + \sigma_{\text{ф.п.}}, \text{МПа}$	642	747	847	904	936	1032	1135	1222	1314
$\sigma_{\text{гр}}, \text{МПа}$	840	858	890	903	917	943	969	990	1012
$P_1, 10^{12}$	-	-	-	0,027	0,513	2,4	4,482	6,26	8,154
$l, \text{мкм}$	-	-	-	8,61	3,56	2,12	1,75	1,55	1,42

а)



б)

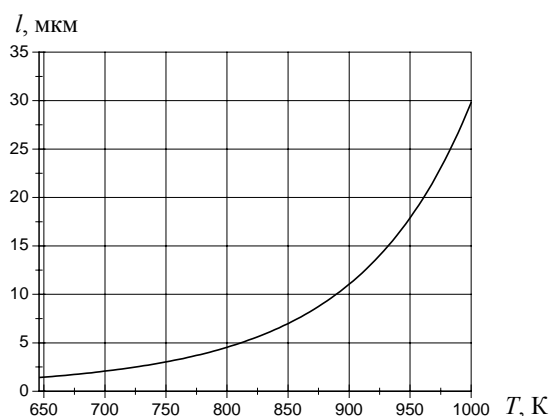


Рис. 8.6. Зависимость среднего расстояния между центрами кристаллизации новой фазы :
а – расчетные значения, обработано методом сплайнов; б – экстраполяция до температур 1000 К при помощи аппроксимирующей зависимости

8.3.5. Изменение движущих сил превращения во времени. Кинетика превращения

По мере протекания превращения, как было отмечено в разделе 8.3.2, изменение энергии системы при превращении $\Delta W_{\text{ф.п.}}$ преобразуется в теплоту и уходит в окружающую среду. Уменьшение $\Delta W_{\text{ф.п.}}$ означает снижение напряжений $\Delta \sigma_{\text{ф.п.}}$.

В связи с уменьшением внутренних напряжений выделение второй фазы может быть признано *релаксационным процессом*, а кинетика превращения – образования двухфазной системы – описана уравнением движения новой межфазной границы с энергией γ'_s .

Итак, граница новой фазы возникает при условии (8.28). Рост новой фазы, взаимосвязанный с миграцией вновь образованной межфазной границы, идет под действием тех же движущих сил (8.8). Как и для (8.9), движущими силами роста новой фазы при $T = \text{const}$ являются изменяющиеся во времени напряжения

$$\Delta \sigma_{\text{дв}}(t) = \Delta \sigma_{\text{ф.п.}}(t) + \Delta \sigma_s(t) - \frac{\gamma'_s}{r(t)} \geq 0, \quad (8.32)$$

где $r(t)$ – радиус кривизны границы новой фазы как функция времени.

Напряжения $\Delta \sigma_s$, обуславливающие предел текучести металла, изменяются от температуры, но при $T = \text{const}$ не зависят от времени, если металл предварительно не был продеформирован.

Можно полагать, что напряжения $\Delta \sigma_{\text{дв}}(t)$ релаксируют, согласно закономерностям, рассмотренным в разделах 7.5 – 7.7, и при этом выполняется соотношение

$$\sigma_{\text{дв}}(t) = \sigma_{\text{дв}0} \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right), \quad (8.33)$$

где движущие силы $\sigma_{\text{дв}0}$ действуют в начальный момент времени превращения.

Развитие напряжений во времени связано с изменением радиуса кривизны выделения r от значения $r \approx a_{\text{гр}}$, когда выделение второй фазы имеет молекулярный размер, до $r \rightarrow \infty$, когда вторая фаза представляет собой плоское выделение, простирающееся от одной границы исходного зерна до другой. При этом, как и для любого другого релаксационного процесса

$$\frac{\gamma'_s}{r(t)} = \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}} \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right). \quad (8.34)$$

Тогда

$$\sigma_{\text{дв}}(t) = \sigma_{\text{дв}0} \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right) = \left(\Delta \sigma_{\text{ф.п.}} + \Delta \sigma_s - \frac{\gamma'_s}{a_{\text{гр}}} \right) \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right) \geq 0. \quad (8.35)$$

Пример подобной зависимости для различных значений времен релаксации λ представлен на рис. 8.7.

Для описания кинетики миграции границы новой фазы воспользуемся уравнением (8.7)

$$V = \frac{\sigma_{дв}(t)a^2 D}{kT} = \frac{\sigma_{дв0}a^2 D}{kT} \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right), \quad (8.36)$$

где $\sigma_{дв}(t)$ вычисляются по (8.35).

При $V = dl/dt$ получаем дифференциальное уравнение миграции границы

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\sigma_{дв0}a^2 D}{kT} \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right). \quad (8.37)$$

После интегрирования

$$l = \frac{\sigma_{дв0}a^2 D \lambda}{kT} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\lambda}\right)\right], \quad (8.38)$$

где $\sigma_{дв0}$, D , λ зависят от температуры металла, т.е. степени его переохлаждения при изотермической выдержке.

В (8.38) расстояние l может быть вычислено по формуле (8.30) через вероятность образования зародышей новой фазы.

При $t \rightarrow \infty$

$$l = l_{\infty} = \frac{\sigma_{дв0}a^2 D \lambda}{kT}, \quad (8.39)$$

причем расстояние l_{∞} можно рассматривать как путь, который способна пройти частица новой фазы при заданном ей начальном воздействии $\sigma_{дв0}$, при температуре T , коэффициенте диффузии D и времени релаксации λ .

Согласно (8.14), время релаксации λ зависит от температуры и коэффициента диффузии:

$$\lambda_i = \lambda_0 \frac{D_0 T_i}{D_i T_0}.$$

Тогда для температуры T_i , подставив (8.40) в (8.39), получим

$$l_{\infty i} = \frac{\sigma_{дв0}a^2 \lambda_i D_i}{kT_i} = \frac{\sigma_{дв0}a^2 T_i D_0 D_i}{T_0 D_i kT_i} = \frac{\sigma_{дв0}a^2 \lambda_0 D_0}{kT_0} = \text{const} \quad (8.40)$$

где $\sigma_{дв0}$, λ_0 , D_0 – значения движущих сил превращения, времени релаксации, коэффициента диффузии для температуры $T_0 = T_{ф.п.}$

Таким образом, l_{∞} является константой и не зависит от температуры металла и степени его переохлаждения. Для температуры 873K (600°C), при которой $\sigma_{дв0} = 1$ МПа, $D = 7 \cdot 10^{-14}$

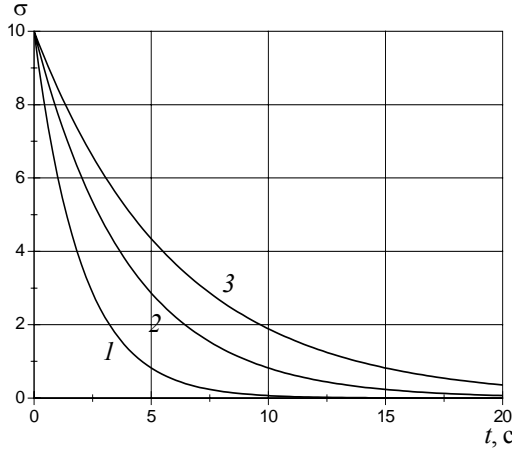


Рис. 8.7. Характер релаксации напряжений во времени при различных значениях времени релаксации λ :
1 – 2 с; 2 – 4 с; 3 – 6 с

(расчет по данным []), $\lambda = 72$ с, $a = 2,87 \times 10^{-10}$ м, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К, расчет по (42) дает значение $l = 34,5$ мкм.

Как видно по рис.8.7, для температуры $T = 727^\circ\text{C}$ (1000 К) $l_\infty \approx l$. С учетом погрешностей наших вычислений можно принять, что при $T = 727^\circ\text{C}$ $l/l_\infty = 1$, т.е. при максимальной температуре превращения расстояние между центрами кристаллизации новой фазы максимально. Построим функцию $l/l_\infty(T)$ графически (рис. 8.8), а для удобства дальнейших расчетов и анализа аппроксимируем ее различными математическими зависимостями, рис. 8.9. Наиболее близка к экспериментальной зависимости кривая 2.

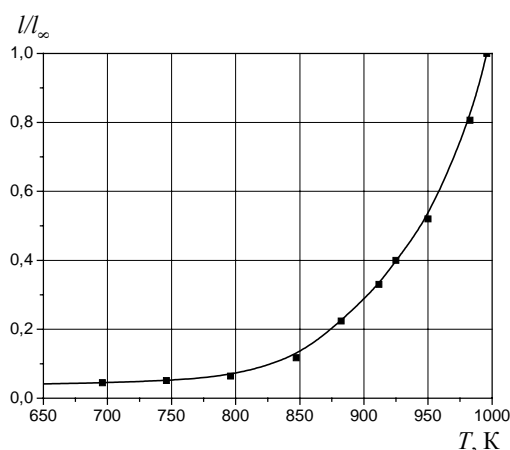


Рис. 8.8. Расчетная температурная зависимость для функций l/l_∞

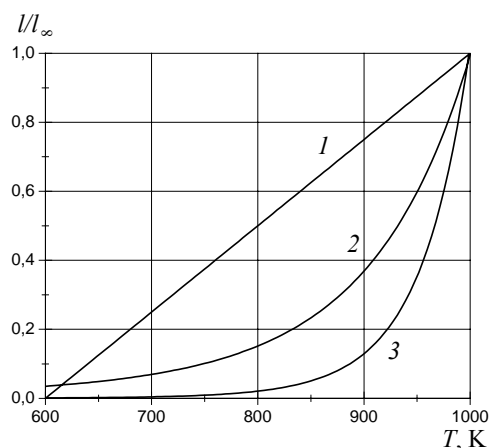


Рис. 8.9. Аппроксимация температурной зависимости функции l/l_∞ :

$$1 - 0,0025x - 1,5; \quad 2 - 0,0053441 \exp(0,0000552x^2); \\ 3 - 0,0000303 \exp(0,000005227x^{2,2})$$

8.3.6. Расчет кривых изотермического фазового превращения

При помощи соотношения (8.38) можно определить время выделения новой фазы в сплаве:

$$t = -\lambda \ln \left(1 - \frac{l}{l_\infty} \right) \quad (8.41)$$

Это соотношение идентично выражению, полученному в главе 7, для времени рекристаллизации. Их общий вид свидетельствует об общем характере (термодинамики и кинетики) термического разупрочнения и диффузионного фазового превращения, а также об определяющей роли интегральной характеристики материала – времени релаксации λ .

По расчетным зависимостям для расстояния между центрами кристаллизации $l/l_\infty(T)$ построим график функции $\ln(1 - l/l_\infty)$ для различных аппроксимаций l/l_∞ , рис. 8.10.

Используя соотношение (8.14), описывающее изменение времени релаксации в зависимости от температуры и коэффициента диффузии, получим выражение (8.41) в виде

$$t = \lambda_0 \frac{T_i}{T_0} \exp\left(\frac{Q\Delta T}{RT_0 T_i}\right) \ln\left(1 - \frac{l}{l_\infty}\right). \quad (8.42)$$

Заменяв $\ln(1-l/l_\infty)$ аппроксимирующей экспонентой (например, кривая 2 на рис. 8.9), выражение (8.42) можно записать следующим образом:

$$t = A\lambda_0 \frac{T_i}{T_0} \exp\left(\frac{Q\Delta T}{RT_0 T_i}\right) \exp(bx^2). \quad (8.43)$$

Формулы (8.42) и (8.43) являются математическими моделями изотермического фазово-

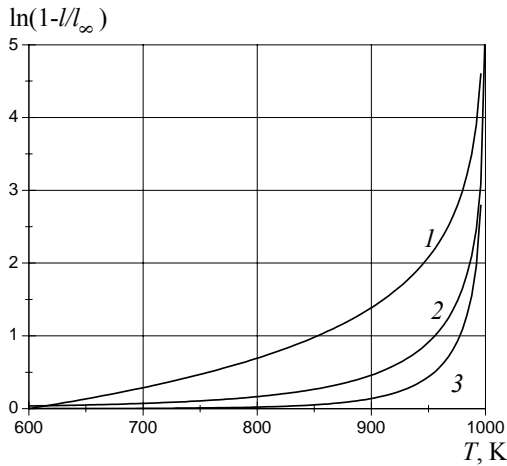


Рис. 8.10. Температурная зависимость функции $\ln(1-l/l_\infty)$ при различных аппроксимациях l/l_∞ ; нумерация кривых и вид аппроксимирующей зависимости соответствует рис. 8.9

го превращения в сплавах. Как видно, время превращения зависит от времени релаксации λ_0 и его изменения от температуры, энергии активации Q процессов диффузии, отвечающих за релаксацию напряжений, а также от вероятности зарождения центров кристаллизации новой фазы, которая определяет характер второй экспоненты в (8.43).

Воспользуемся ими для построения расчетных кривых изотермического распада, которые представлены на рис. 8.11 – 8.14. Видно, что полученные графики представляют собой известные С-образные кривые.

На рис.8.11 изображены кривые, отличающиеся тем, что при расчете были использованы различные аппроксимации функции $\ln(1-l/l_\infty)$, а на рис. 8.12 – для одной аппроксимации, но для различной полноты протекания превращения. На рис. 8.13 представлена зависимость вида С-образных кривых от времени релаксации λ_0 , а на рис. 8.14 – от энергии активации диффузии Q .

Видно, что характер расчетных С-образных кривых сильно зависит от вида аппроксимации функции $\ln(1-l/l_\infty)$, что в конечном итоге сводится к зависимости от характера изменения расстояния между центрами кристаллизации l или вероятности образования этих центров V_1 . Чем сильнее температурная зависимость $\ln(1-l/l_\infty)$, тем меньше устойчивость аустенита, см. рис. 8.11.

Снижение степени полноты протекания превращения, что учтено при построении графиков на рис. 8.12 при помощи коэффициента перед функцией, приводит к формированию семейства С-образных кривых, одна из которых определяет начало превращения, а другая – его окончание. Заметим, что начало превращения – понятие в некоторой степени условное,

поскольку имеет вероятностный характер, а его фиксация зависит от точности прибора или опытности исследователя.

Изменение времени релаксации напряжений λ_0 , которое зависит в первую очередь от структуры металла, температуры, коэффициента диффузии и уровня внутренних напряжений, существенно влияет на характер С-образных кривых и устойчивость аустенита. По рис. 8.13 видно, что снижение времени релаксации в 2 раза снижает вдвое устойчивость аустенита. Следовательно, пластическая деформация металла перед превращением сдвигает С-образные кривые влево. Таким образом, последеформационные паузы при термомеханической обработке необходимо назначать с учетом зависимости λ_0 от указанных факторов, в том числе от уровня релаксации деформационного упрочнения.

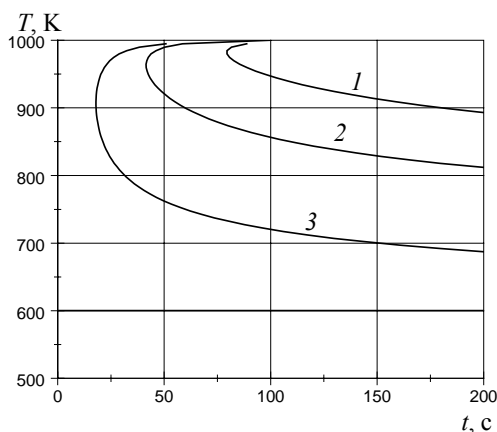


Рис. 8.11. Кривые изотермического распада для различных аппроксимаций температурной зависимости вероятности зарождения центров кристаллизации; нумерация кривых и аппроксимации соответствуют рис. 8.8

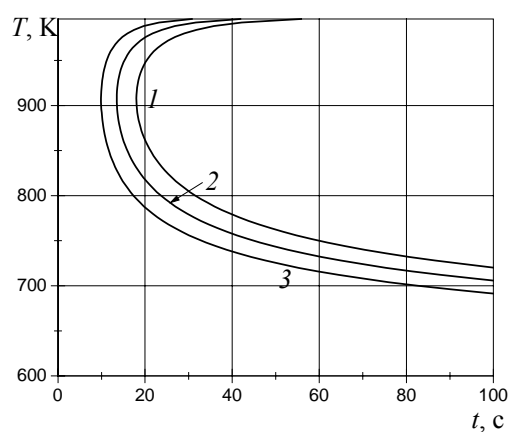


Рис. 8.12. Кривые изотермического распада для различных стадий протекания процесса: 1 – 100 % превращения; 2 – 75 %; 3 – 55 %; кривая 1 соответствует кривой 3 на рис. 8.10

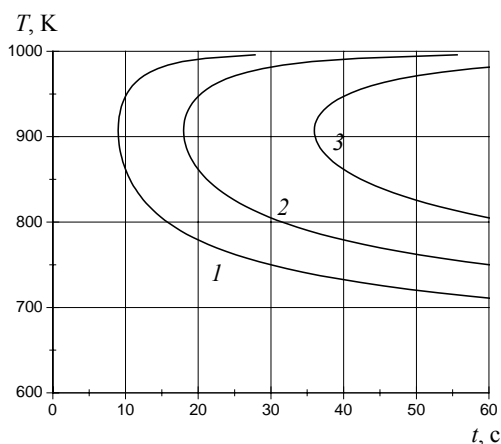


Рис. 8.15. Зависимость вида С-образных кривых от времени релаксации при λ_0 : 1 – $\lambda_0 = 10$ с; 2 – 20 с; 3 – 40 с; кривая 2 соответствует кривой 3 на рис. 8.10

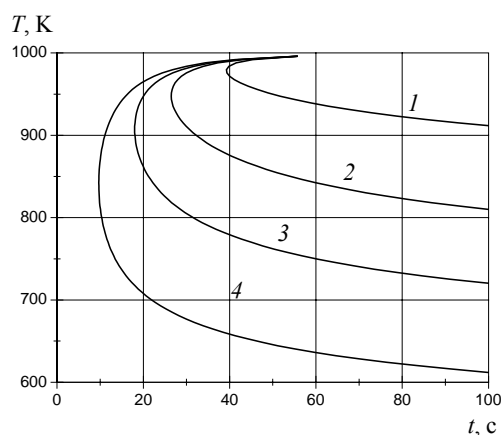


Рис. 8.16. Зависимость вида С-образных кривых от энергии активации диффузии Q : 1 – $Q = 274$ кДж/моль; 2 – $Q = 200$ кДж/моль; 3 – $Q = 137$ кДж; 4 – 103,6 кДж/моль кривая 3 соответствует кривой 3 на рис.8.10

Графики на рис. 8.14 отражают зависимость характера С-образных кривых и устойчивости аустенита от значений коэффициента диффузии. Как видно, снижение энергии активации Q , т.е. увеличение активности диффузии, понижает устойчивость аустенита. Снизить активность диффузии, как известно, можно введением легирующих элементов, в первую очередь с большей температурой плавления, чем у железа. Таким образом, следует ожидать, что введение тугоплавких легирующих элементов повышает устойчивость аустенита и наоборот.

Очень важно, что релаксация напряжений, характеризуемая температурной зависимостью $\lambda(T)$, определяет поведение металла не только во время горячей пластической деформации, но и при фазовых превращениях.

Упростим модель. Построим термокинетические кривые изотермического распада, приняв температуру в безразмерной форме $x=T/T_{пл}$. Положим приближенно, что изменение параметра $0 \leq l/l_{\infty} \leq 1$ происходит приблизительно по тому же закону, что и изменение безразмерной температуры $0 \leq T/T_{ф.п.} \leq 1$. Тогда, построив зависимость времени релаксации от температуры в безразмерном виде $\lambda = \lambda(T/T_{ф.п.})$, выражение (8.41) для определения времени протекания фазового превращения можно переписать в виде

$$t = -\lambda(x) \ln(1-x). \quad (8.44)$$

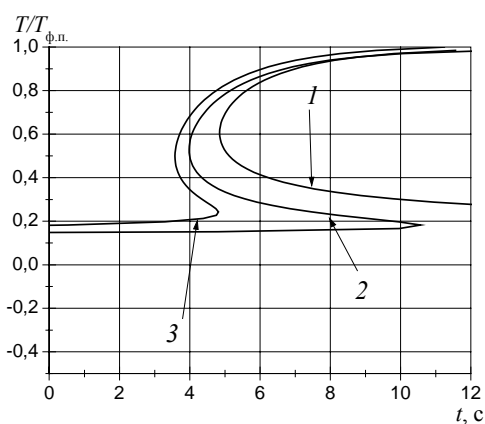


Рис. 8.15. Кривые изотермического распада, рассчитанные по формулам:
 $1 - y = -\exp(1/x) \ln(1-x)$;
 $2 - y = -\exp(1/x) \ln\{1 - [1,18(x-0,146)]\}$;
 $3 - y = -\exp(1/x) \ln\{1 - [1,2(x-0,18)]\}$

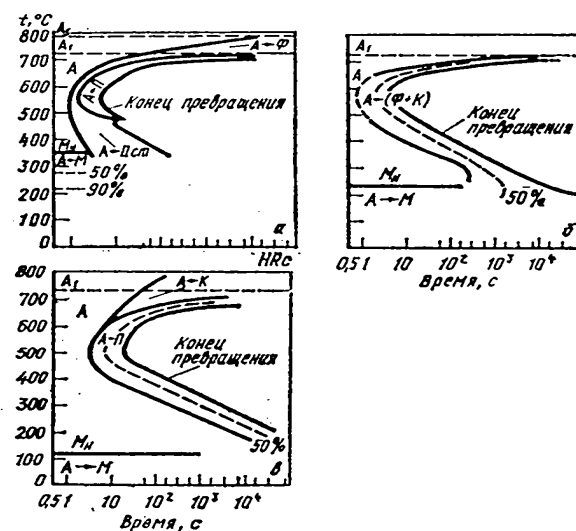


Рис. 8.16. Диаграммы изотермического распада переохлажденного аустенита в доэвтектоидной – 0,45 % С (а), эвтектоидной – 0,8 % С (б) и заэвтектоидной – 1,3 % С (в) стали

Построим по (8.44) кривые изотермического распада в стали, рис. 8.15. Видно, что они, как и кривые на рис. 8.11–8.14, представляют собой С-образные кривые, причем левая из них построена для начальной стадии превращения, правая – для конечной. Обратим внимание, что кривые 2 и 3 при некотором значении параметра t меняют направление. Таким образом, кривые изотермического распада, привычно называемые нами С-кривыми, согласно выражению (8.44) больше походят на \subseteq -кривые, причем нижняя линия автоматически показывает тем-

пературу начала мартенситного превращения M_n (см. далее). Интересно, что эти особенности С-кривых отмечаются экспериментально во многих изданиях, см, например, кривые изотермического распада в [21].

На рис. 8.16 показаны характерные С-образные кривые для стали с различным содержанием углерода. Те кривые, которые характеризуют протекание диффузионного превращения на 70, 50% и менее в области низких температур изменяют свою кривизну и фактически выходят на линию начала мартенситного превращения

Как показывает анализ, изменение формы С-образной кривой с уменьшением ее кривизны (распрямление буквы «С»), т.е. снижение устойчивости аустенита, приводит к повышению точки M_n . Из практики же термической обработки металлов известно, что легирующие элементы увеличивают устойчивость аустенита в области как перлитного, так и бейнитного превращений. В то же время практически все легирующие элементы (за исключением алюминия и кобальта) приводят к снижению точек M_n и M_k . Следовательно, рассматриваемая нами модель фазовых превращений в стали учитывает связь устойчивости аустенита и температуры начала мартенситного превращения.

8.3.7. Особенности изотермического распада в легированных сталях

На кривых изотермического распада легированных сталей наблюдается, как правило, еще одно семейство С-кривых в области температур бейнитного превращения. Можно показать, что это явление вызвано присутствием легирующего карбидообразующего элемента, например хрома, и протеканием реакций образования карбидов $Cr_{23}C_6$ или Cr_7C_3 .

Естественно, что бейнитное превращение протекает только тогда, когда перлитное произойти не успевает. Термодинамика и кинетика появления второго семейства аналогично первому. Разница состоит лишь в том, что первое семейство обусловлено реакцией образования цементита и напряжениями (8.25), а второе семейство – реакцией образования, например, карбида хрома и напряжениями

$$\Delta\sigma_{ф.п.} = n_1 \frac{D}{\mu} \Delta W_{Cr_{23}C_6} \cdot \quad (8.45)$$

где n_1 – молярная доля третьего компонента, например, $Cr_{23}C_6$.

Местоположение второго семейства кривых зависит от энергии Гиббса взаимодействия и концентрации легирующего элемента. Для легированных сталей, в состав которых кроме атомов углерода входят атомы марганца, хрома, молибдена, ванадия и других элементов, или одновременно хром и никель, хром и марганец и т.д., изотермическая диаграмма имеет вид, представленный на рис. 8.17 [21]. Как видно, на диаграмме присутствует еще одно семейство С-образных кривых.

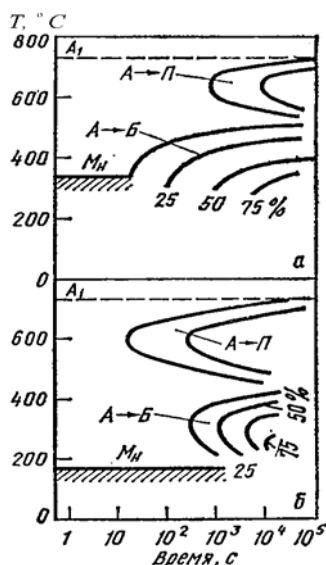


Рис. 8.17. Схема диаграммы изотермического распада переохлажденного аустенита легированной стали:
 а – конструкционная сталь (0,1÷0,45 % С); б – инструментальная сталь (0,7÷1,3 % С)

Таким образом, у этих сталей на изотермической диаграмме имеются два минимума устойчивости переохлажденного аустенита, соответствующие перлитному (диффузионному) и бейнитному превращениям. Оба превращения могут быть разделены областью относительно устойчивого аустенита, положение которой зависит от смещения второго семейства С-образных кривых относительно первого. Это смещение, как мы указывали, должно уменьшаться с увеличением содержания карбидообразующего элемента, например, хрома.

В стали с небольшим содержанием углерода максимальная скорость превращения и минимальная устойчивость аустенита наблюдается в промежуточной области (рис. 8.17,а), а в сталях с высоким содержанием углерода – в области перлитного превращения (рис. 8.17,б).

Рассмотрим изотермическое превращение при $T=300^{\circ}\text{C}$, рис.8.17,б для эвтектоидной стали. При времени ~ 500 с в стали образуется смесь карбидов, которая обычно записывается в виде Me_{23}C_6 (в основном Cr_{23}C_6) и $\alpha\text{-Fe}$, поскольку движущие силы такого распада велики. На образование карбида Cr_{23}C_6 затрачивается мало углерода, поэтому аустенит остается достаточно богатым углеродом. Распада аустенита на перлит ($\text{Fe}_3\text{C}+\alpha\text{-Fe}$) не происходит, поскольку для этого требуется (условно) бесконечно большое время (см. С-кривые). Тогда при дальнейшем охлаждении, которое происходит в условиях заторможенной диффузии, в стали идет мартенситное превращение.

Если рассматривать распад аустенита в низкоуглеродистой легированной стали при $T=400^{\circ}\text{C}$, рис. 8.17,а, то образование карбида Cr_{23}C_6 и $\alpha\text{-Fe}$ практически полностью снимает движущие силы (см. раздел 8.3.2), поскольку цементит Fe_3C образоваться не может из-за отсутствия углерода. В этих условиях распада аустенита не происходит.

Таким образом, в результате промежуточного превращения легированная сталь приобретает структуру, состоящую из бейнита и некоторого количества мартенсита или остаточного аустенита.

Увеличение скорости охлаждения металла до значений, при которых диффузионные механизмы превращения происходить не успевают, а напряжения $\Delta\sigma_{\text{ф.п.}}(T)$ достигают больших значений, приводит к тому, что в металле происходит кооперативное сдвиговое превращение, которое принято называть *мартенситным*.

8.4. МАРТЕНСИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВАХ

8.4.1. Гипотеза

Выдвинем гипотезу, согласно которой *мартенситное превращение происходит в тот момент, когда интенсивность внутренних напряжений в металле σ_i при охлаждении достигнет значений, при которых становится выгодным образование новой границы путем сдвига $\sigma_i = \Delta\sigma_{гр} = \gamma'_s/a_{гр}$. Выполнение этого условия возможно за счет различной деформации кристалла (зерна) вдоль различных кристаллографических направлений, обусловленной анизотропией упругих свойств кристалла, под действием напряжений $\Delta\sigma_s(T) + \Delta\sigma_{ф.п.}(T)$.*

8.4.2. О пороговых значениях напряжений, необходимых для начала мартенситного превращения

Мартенситное превращение (МП) имеет сдвиговую природу, как и пластическая деформация. В связи с этим можно ожидать, что и условия протекания МП должны формулироваться аналогично условиям пластичности. Различие между ними в том, что пластическая деформация происходит под действием внешних сил и возникающих при этом напряжениях, а МП – в отсутствие внешних сил при охлаждении со скоростью выше критической. Можно предположить, что МП начинается, когда величина и характер распределения внутренних напряжений достигнут критических значений.

Существует несколько математических выражений для описания момента начала пластической деформации. Наиболее распространенным является условие пластичности Мизеса

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)} = \sigma_T, \quad (8.46)$$

где σ_i – интенсивность напряжений; $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – нормальные напряжения; $\tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$ – касательные напряжения; σ_T – предел текучести, который является свойством металла и определяется его структурой.

В главных осях (8.46) принимает вид

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2} = \sigma_T. \quad (8.47)$$

Менее распространено, но учитывает влияние гидростатических напряжений, условие пластичности, предложенное А.Ю. Ишлинским:

$$\max \left\{ |\sigma_1 - \sigma_{cp}|; |\sigma_2 - \sigma_{cp}|; |\sigma_3 - \sigma_{cp}| \right\} = \frac{2}{3} \sigma_T, \quad (8.48)$$

где $\sigma_{cp} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}$ – гидростатические (средние) напряжения.

Условие (8.48) свидетельствует о том, что пластическая деформация металла начинается в том случае, если разность гидростатического напряжения и напряжения, действующего в одном из выбранных главных направлений, достигает критического значения.

Для получения условия начала сдвигового фазового превращения воспользуемся (8.48) и запишем его в виде

$$\max \left\{ \left| \sigma_1(T) - \sigma_{\text{ср}}(T) \right|; \left| \sigma_2(T) - \sigma_{\text{ср}}(T) \right|; \left| \sigma_3(T) - \sigma_{\text{ср}}(T) \right| \right\} = \frac{2}{3} \sigma_{\text{гр}}(T). \quad (8.49)$$

Условие (8.49) может быть записано не в напряжениях, а в деформациях. Поскольку оно определяет окончание упругого этапа деформации и переход к пластическому этапу, то $\varepsilon = \sigma/E$. Тогда

$$\max \left\{ \left| \varepsilon_1(T) - \varepsilon_{\text{ср}}(T) \right|; \left| \varepsilon_2(T) - \varepsilon_{\text{ср}}(T) \right|; \left| \varepsilon_3(T) - \varepsilon_{\text{ср}}(T) \right| \right\} = \frac{2}{3} \varepsilon_{\text{гр}}(T). \quad (8.50)$$

Предположим, что условие начала сдвиговой деформации (8.50) справедливо и для анизотропных сред, причем в рассматриваемом случае анизотропия деформаций вызвана различным значением модуля упругости по кристаллографическим плоскостям и направлениям. Например, по данным [] для монокристалла железа при $T = 20^\circ\text{C}$ значение модуля упругости вдоль кристаллографических направлений составляет: $E = 284$ ГПа для $\langle 111 \rangle$; $E = 222$ ГПа для $\langle 110 \rangle$; $E = 132$ ГПа для $\langle 100 \rangle$. При этом среднее значение

$$E_{\text{ср}} = \frac{E_{\langle 111 \rangle} + E_{\langle 110 \rangle} + E_{\langle 100 \rangle}}{3} \approx 212 \text{ ГПа}$$

определяет модуль упругости железа. Условие (8.50) может быть записано по отдельности для различных кристаллографических направлений

$$\frac{3}{2} \left| \varepsilon_{\langle 111 \rangle}(T) - \varepsilon_{\text{ср}}(T) \right| = \varepsilon_{\text{гр}}(T), \quad (8.51)$$

$$\frac{3}{2} \left| \varepsilon_{\langle 110 \rangle}(T) - \varepsilon_{\text{ср}}(T) \right| = \varepsilon_{\text{гр}}(T), \quad (8.52)$$

$$\frac{3}{2} \left| \varepsilon_{\langle 100 \rangle}(T) - \varepsilon_{\text{ср}}(T) \right| = \varepsilon_{\text{гр}}(T), \quad (8.53)$$

$$\text{где } \varepsilon_{\text{ср}}(T) = \frac{\sigma_s(T) + \sigma_{\text{ф.п.}}(T)}{E_{\text{ср}}(T)} = \frac{\sigma_{\text{ср}}(T)}{E_{\text{ср}}(T)}; \quad \varepsilon_{\langle 111 \rangle} = \frac{\sigma_{\text{ср}}(T)}{E_{\langle 111 \rangle}(T)}; \quad \varepsilon_{\langle 110 \rangle} = \frac{\sigma_{\text{ср}}(T)}{E_{\langle 110 \rangle}(T)}; \quad \varepsilon_{\langle 100 \rangle} = \frac{\sigma_{\text{ср}}(T)}{E_{\langle 100 \rangle}(T)}.$$

8.4.3. Величина силового барьера для начала превращения

Для оценки удельной поверхностной энергии существует соотношение $\gamma_s \approx Ea/8\pi(1-\xi^2)$, где ξ – коэффициент Пуассона. Тогда, полагая, что значение удельной поверхностной энергии границы, которая возникает в результате сдвига при мартенситном превращении $\gamma_s' = k\gamma_s$, можно записать

$$\gamma'_s = k \frac{Ea}{8\pi(1-\xi^2)}, \quad (8.54)$$

а для пороговых значений деформаций начала мартенситного превращения

$$\varepsilon_{гр} = \frac{\gamma'_s}{aE} = k \frac{Ea}{8\pi aE(1-\xi^2)} = \frac{k}{8\pi(1-\xi^2)}. \quad (8.55)$$

Таким образом, пороговое значение деформации $\varepsilon_{гр}$, выше которой начинается МП при выполнении условий (8.51)–(8.53), не зависит ни от структуры, ни от температуры металла и определяется только относительной энергией вновь образующейся границы $k = \gamma'_s/\gamma_s$ и коэффициентом Пуассона ξ . Мы отмечали, что $k = \gamma'_s/\gamma_s \approx 0,15$. Начало МП во многом аналогично началу пластической деформации, при которой достигаются предельные значения коэффициента Пуассона, $\xi \rightarrow 0,5$. Для проведения оценочных расчетов примем значения ξ как среднее между пластической и упругой деформацией, $\xi = 0,425$. Тогда $\varepsilon_{гр} \approx 0,00725$ ($\varepsilon_s = 0,725\%$).

8.4.4. Расчет температур мартенситного превращения

Рассчитаем температуру начала мартенситного превращения по (8.53) для эвтектоидной стали. Значения напряжений $\Delta\sigma_{ср}(T) = \Delta\sigma_{ф.п.}(T) + \Delta\sigma_s(T)$, а также температурное изменение модулей упругости и деформаций для кристаллографических направлений $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$, сведем в табл. 8.2. На рис. 8.18 представлена температурная зависимость деформации $\varepsilon_i = \frac{3}{2} |\varepsilon_{\langle 100 \rangle} - \varepsilon_{ср}|$ и значение пороговой деформации $\varepsilon_{гр}$, соответствующей началу мартенситного превращения. Выполнение условия начала МП (8.53) и температуру его начала M_n показывает пересечение кривых $\varepsilon_i(T)$ и $\varepsilon_{гр}(T)$. По данным табл. 8.2 $M_n \approx 300^\circ\text{C}$.

Температура окончания мартенситного превращения M_k в сплаве обусловлена, очевидно, протеканием превращения в тех микрообъемах, которые имеют минимальное значение внутренних напряжений, создаваемых дефектами кристаллического строения, т.е. $\sigma_s \rightarrow 0$. Тогда $\Delta\sigma_{ср}(T) = \Delta\sigma_{ф.п.}(T)$. При этом условии выполним расчет температуры M_k по (8.53). Результаты расчетов сведены в табл. 8.3 и представлены на рис. 8.18. Пересечение зависимостей $\varepsilon_i(T)$ и $\varepsilon_{гр}(T)$ дает температуру M_k . Как показывает расчет, M_k лежит в области температур ниже комнатной и составляет приблизительно -70°C .

Отметим следующее:

1. Расчеты выполнены по данным [] для значений модуля упругости α -железа в предположении, что модули упругости переохлажденного аустенита обладают приблизительно такой же анизотропией, но вдоль характерных для ГЦК направлений. В связи с этим представленные в таблицах результаты имеют приближенный характер.

2. Превращение происходит под действием внутренних напряжений $\Delta\sigma_{ф.п.}(T) + \Delta\sigma_s(T)$, величина которых определяется температурой рассматриваемого микрообъема в пространстве металла. Следовательно, превращение начинается в микрообъемах, имеющих наибольшую степень переохлаждения.

3. Поскольку в кристаллах имеется совокупность кристаллографических направлений и плоскостей, например $\{100\}$ и $\langle 100 \rangle$, мартенситное превращение может развиваться в нескольких пространственных направлениях.

Т а б л и ц а 8.2

**Результаты расчета температур начала мартенситного превращения
в эвтектоидной стали**

$T, ^\circ\text{C}$	723	673	623	573	523	473	423
$\Delta\sigma_{ф.п.}(T) + \Delta\sigma_s(T)$	642	747	847	936	1032	1135	1222
$E_{ср}, \text{ГПа}$	150	157	163	168	173	178	182
$E_{111}, \text{ГПа}$	202	207	213	220	225,4	231	237
$E_{100}, \text{ГПа}$	84	88	92	96	100	104	108
$\varepsilon_{111}, \%$	0,32	0,36	0,4	0,425	0,458	0,491	0,516
$\varepsilon_{100}, \%$	0,764	0,849	0,92	0,975	1,032	1,091	1,131
$\varepsilon_{ср}, \%$	0,428	0,475	0,52	0,557	0,596	0,638	0,671
$\varepsilon_i, \%$	0,504	0,561	0,6	0,627	0,652	0,68	0,69
$\varepsilon_{гр}, \%$	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725

$T, ^\circ\text{C}$	373	323	273	223	173	123	73	23
$\Delta\sigma_{ф.п.}(T) + \Delta\sigma_s(T)$	1314	1410	1512	1618	1730	1846	1938	2000
$E_{ср}, \text{ГПа}$	186	190	194	198	202	206	209	211
$E_{111}, \text{ГПа}$	243	249	255	260	266	272	278	284
$E_{100}, \text{ГПа}$	112	116	119	123	126	129	131	132
$\varepsilon_{111}, \%$	0,541	0,566	0,593	0,622	0,65	0,689	0,697	0,704
$\varepsilon_{100}, \%$	1,173	1,216	1,271	1,315	1,373	1,431	1,479	1,515
$\varepsilon_{ср}, \%$	0,706	0,742	0,779	0,817	0,856	0,896	0,927	0,948
$\varepsilon_i, \%$	0,7	0,711	0,738	0,747	0,775	0,804	0,825	0,85
$\varepsilon_{гр}, \%$	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725

Т а б л и ц а 8.3

**Результаты расчета температур конца мартенситного превращения
в эвтектоидной стали**

$T, ^\circ\text{C}$	373	323	273	223	173	123	73	23	-27	-77
$\Delta\sigma_{ф.п.}(T)$	1023	1100	1178	1260	1374	1438	1498	1558	1618	1688
$E_{ср}, \text{ГПа}$	186	190	194	198	202	206	209	211	216	223
$E_{111}, \text{ГПа}$	243	249	255	260	266	272	278	284	290	296
$E_{100}, \text{ГПа}$	112	116	119	123	126	129	131	132	134	136
$\varepsilon_{111}, \%$	0,421	0,442	0,462	0,485	0,517	0,529	0,539	0,549	0,558	0,567
$\varepsilon_{100}, \%$	0,913	0,948	0,99	1,024	1,09	1,115	1,143	1,18	1,21	1,241
$\varepsilon_{ср}, \%$	0,55	0,579	0,607	0,636	0,68	0,698	0,717	0,738	0,756	0,757
$\varepsilon_i, \%$	0,545	0,554	0,575	0,582	0,615	0,63	0,64	0,662	0,682	0,726
$\varepsilon_{гр}, \%$	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725	0,725

4. Наличие заданных кристаллографических направлений, имеющих максимум и минимум модулей упругости, вызывает четкую кристаллографическую ориентацию сдвигов в зерне во время мартенситного превращения, что обуславливает кристаллографические соотношения, характерные для МП, и конкретные индексы плоскости габитуса. В наших расчетах, результаты которых представлены на рис. 8.18, мы рассматривали только анизотропию

свойств вдоль трех кристаллографических направлений $\langle 111 \rangle$; $\langle 110 \rangle$; $\langle 100 \rangle$. Не исключено, что наибольшая разность упругих свойств и деформаций (8.51)-(8.53) для различных сплавов может обеспечиваться для другой совокупности направлений. Тогда другой будет и плоскость габитуса.

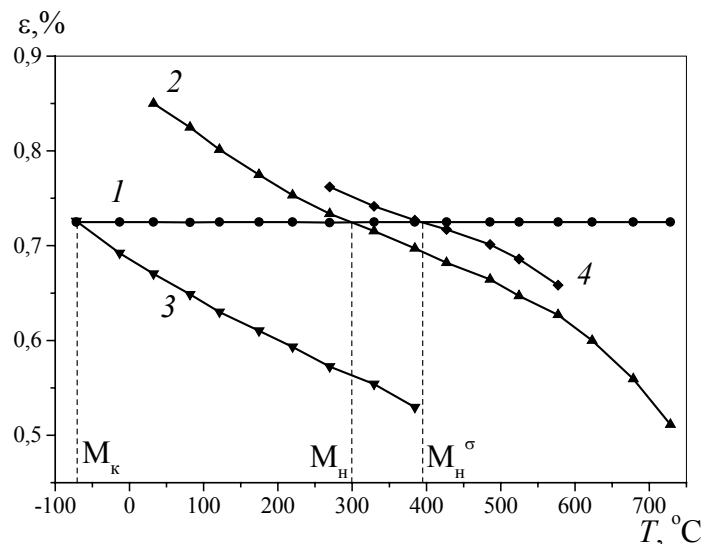


Рис. 8.20. График зависимости деформаций кристаллической решетки ε_i : 1 — $\varepsilon_{\text{тр}}$; 2 — ε_i по данным табл. 8.2; 3 — ε_i по данным табл. 8.3; 4 — при наложении растягивающих напряжений $\sigma_1 = 150$ МПа

Как показывают рис. 8.18, температура конца мартенситного превращения лежит в области температур ниже комнатной и составляет приблизительно -70°C . Приятно отметить, что полученные нами оценочные результаты достаточно хорошо совпадают с известными экспериментальными данными.

8.4.5. Влияние деформации и напряжений на мартенситное превращение

Упругая и пластическая деформация приводят к изменению характера превращения. Это влияние можно предсказать при помощи анализа соотношений (8.51)-(8.53). Например, одноосное упругое растяжение или сжатие создает дополнительные напряжения и деформации, связанные с анизотропией свойств вдоль различных кристаллографических направлений, что стимулирует протекание МП и приводит к появлению *мартенсита напряжений* при температуре $M_H^\sigma > M_H$. Знак напряжений может стимулировать МП в благоприятно ориентированных зернах и тормозить в неблагоприятно ориентированных согласно (8.53).

Кроме того, в некоторых зернах могут появиться дополнительные сдвиги при выполнении условий

$$\frac{3}{2} \left| \varepsilon_{\langle 100 \rangle} - \varepsilon_{\langle 110 \rangle} \right| \geq \varepsilon_{\text{гр}},$$

$$\frac{3}{2} |\epsilon_{\langle 110 \rangle} - \epsilon_{\langle 111 \rangle}| \geq \epsilon_{\text{гр}}$$

для других плоскостей габитуса.

Например, при МП под действием растягивающего напряжения $\sigma_1 = \text{const}$, $\sigma_2 = 0$, $\sigma_3 = 0$, в металле возникают дополнительные гидростатические напряжения $\Delta\sigma_{\text{ср}} = \sigma_1/3$, которые приводят к увеличению напряжений $\sigma_{\text{ср}}$ до значений

$$\sigma_{\text{ср}}(T) = \Delta\sigma_{\text{ф.п.}}(T) + \Delta\sigma_s(T) + \Delta\sigma_{\text{ср}}.$$

Рост $\sigma_{\text{ср}}$ при $T = \text{const}$ вызывает изменение соотношения деформаций $\epsilon_{\text{ср}}$ и $\epsilon_{\langle 100 \rangle}$, а также изменение температуры, при которой выполняется условие (8.53).

Наложим растягивающие напряжения $\sigma_1 = 150$ МПа во время мартенситного превращения. Это приведет к изменению гидростатических напряжений на величину $\Delta\sigma_{\text{ср}} = 50$ МПа. Результаты расчета $M_{\text{н}}$ при наложении σ_1 представлены на рис. 8.20. Видно, что под действием напряжений $\sigma_1 = 150$ МПа расчетная температура начала превращения $M_{\text{н}}^{\sigma}$ повышается приблизительно на 100°C .

Действие сжимающих напряжений приводит к обратному эффекту – повышению устойчивости переохлажденного аустенита, что подтверждается экспериментально [27].

Влияние пластической деформации на характер мартенситного превращения неоднозначно. Например, при температурах ниже $M_{\text{н}}$ под действием напряжений при пластической деформации образуется *мартенсит деформации* при температуре $M_{\text{н}}^{\epsilon}$ в дополнение к *мартенситу охлаждения*. При действии внешних напряжений температура начала превращения повышается, $M_{\text{н}} < M_{\text{н}}^{\sigma} < M_{\text{н}}^{\epsilon}$.

С другой стороны пластическая деформация способна оказать и тормозящее действие на развитие МП, снижая температуру $M_{\text{н}}$, замедляя ход превращения и увеличивая количество остаточного аустенита (*механическая стабилизация аустенита*). Результат влияния пластической деформации на характер МП зависит от степени, температуры деформации, состава исходной фазы.

При помощи представлений о движущих силах и условиях мартенситного превращения легко установить влияние пластической деформации на его развитие. Известно, что для большинства металлов и сплавов сценарий формирования структуры при пластической деформации один и тот же, а отличия в зависимости от энергии дефектов упаковки проявляются как правило лишь на начальных этапах деформации.

При комнатной температуре и степени деформации $\epsilon \approx 15\%$ для большинства металлов с температурой плавления выше, чем у алюминия, практически заканчивается формирование ячеистой дислокационной структуры. При этом каждое зерно поликристалла разбивается на

микрообъемы размером порядка одного или нескольких микрометров, разграниченные дислокационными стенками и разориентированные в пределах одного зерна на углы не более нескольких градусов. Подобная фрагментация кристалла, которая четко оформляется при больших деформациях, приводит к снижению его анизотропии, что в свою очередь делает невозможным протекание мартенситного превращения, см. (8.53).

Таким образом, пластическая деформация аустенита с небольшими степенями деформации выше температуры M_n^e , когда аустенит упрочнен, но ячеистая структура не сформирована, стимулирует протекание МП; большая деформация, в результате которой в металле образуется ячеистая и фрагментированная структура, препятствуют мартенситному превращению. Аналогичное влияние должна оказывать теплая пластическая деформация, в результате которой формируется полигональная структура.

8.4.6. О кинетике и движущих силах мартенситных превращений в безуглеродистых сплавах и чистых металлах

Как известно, существует три типа мартенситных превращений, различающихся своей кинетикой: атермическое, взрывное и изотермическое.

Атермическое превращение наблюдается в углеродистых и легированных сталях, медных сплавах, чистых металлах, например, кобальте с точкой M_n выше комнатной температуры; взрывное – в сплавах Fe-Ni и Fe-Ni-C с точкой M_n ниже комнатной; полностью изотермическое – в сплавах Fe-Ni-Mn и Fe-Ni-Cr с точкой M_n также ниже комнатной. Характерные температурные зависимости количества превращенного аустенита в мартенсит при МП различного типа представлены на рис. 8.19.

Мартенситные превращения могут происходить в безуглеродистых сплавах, а также в сплавах не на железной основе. Если принять в расчет те представления о мартенситных превращениях, которые мы рассмотрели, то существование различных типов МП в безуглеродистых сталях, других сплавах и чистых металлах можно объяснить достаточно просто. По нашим представлениям для начала мартенситного превращения должно быть удовлетворено два условия:

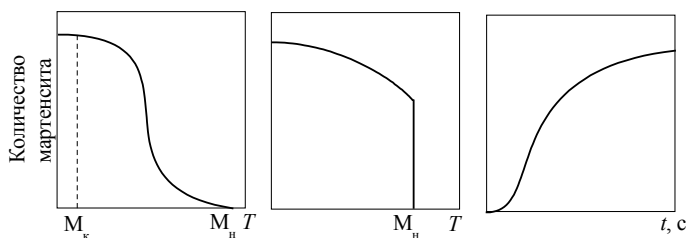


Рис. 8.19. Атермическое (а), взрывное (б) и полностью изотермическое (в) мартенситные превращения

- внутренние напряжения в металле достигают критических значений;
- анизотропия упругих свойств кристаллической решетки должна быть достаточно высока, чтобы обеспечить разность деформаций по различным кристаллографическим направлениям.

Анизотропия упругих свойств кристаллической решетки является природным свойством металлов, а внутренние напряжения в металле могут быть вызваны всеми структурными (энтропийными) факторами, см. (8.2), (8.3). Большие напряжения создают высокодисперсные выделения второй фазы – карбиды, нитриды, интерметаллиды. Особенно эффективным считается интерметаллидное упрочнение за счет легирующих элементов, например, Ni_3Al , NiAl , NiAl_3 , TiAl , TiAl_3 , Ni_3Ti в сталях, медных сплавах. Молекулярные выделения этих интерметаллидов, как будет показано в главе 9, малоподвижны и практически не имеют тенденции к росту.

Внутренние напряжения возникают при образовании новой фазы, например, интерметаллида NiAl при температуре $T_{\text{ф.п.}}$ и от температуры зависят в соответствии с (8.5). Поэтому, чем выше температура возникновения интерметаллидов, тем выше упрочнение, создаваемое ими.

Например, появление мартенсита в хромистых сталях, где нет перлитного превращения, обусловлено в основном внутренними напряжениями $\Delta\sigma_{\text{Cr}_{23}\text{C}_6}$, связанными с выпадением карбидов хрома. В мартенситно-стареющих безуглеродистых высоколегированных сталях образование мартенсита связано с твердорастворным упрочнением, упорядочением твердого раствора и образованием интерметаллидов; в алюминиевой бронзе – с выпадением интерметаллидов NiAl_3 , NiAl и с упорядочением твердого раствора; в железоникелевых сплавах – с образованием электронных соединений (подробнее о напряжениях, возникающих при упорядочении и образовании металлических соединений, см. в главе 9). Мартенситное превращение в кобальте обусловлено изменением энергии и напряжениями полиморфного превращения $\Delta\sigma_{\text{п.п.}}$ и низкой температурой превращения, при охлаждении от которой естественным или ускоренным способами релаксационные процессы полиморфного превращения протекать не успевают.

Чем ниже равновесная температура выделения из твердого раствора химического соединения, тем ниже температура начала мартенситного превращения M_n . Чем больше напряжения, возникающие в металле при появлении второй фазы, тем выше температура начала превращения M_n .

Взрывное мартенситное превращение в сплавах, для которого $M_n - M_k = \min$, обусловлено, очевидно, тем фактором, что превращение происходит одновременно (при одной температуре) в большинстве микро-

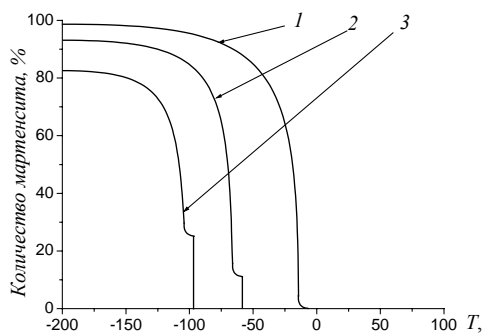


Рис. 8.20. Мартенситные кривые $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения при непрерывном охлаждении сплавов Fe-Ni [21]:
1 – 29 % Ni; $M_n = -10^\circ\text{C}$;
2 – 31 % Ni, $M_n = -63^\circ\text{C}$;
3 – 32 % Ni, $M_n = -97^\circ\text{C}$

объемов металла рис. 8.20. Это свидетельствует о том, что микрообъемы в рассматриваемых сплавах, например, железоникелевых с содержанием никеля 30÷35% имеют приблизительно одинаковый уровень внутренних напряжений и близкий характер анизотропии упругих свойств, т.е. $f(\sigma^*) \rightarrow \delta(\sigma^* - \bar{\sigma}^*)$. Этого можно достичь легированием.

Отметим, что именно в указанных интервалах концентрации легирующего элемента наблюдается наименьшее значение модуля упругости сплава, $E \approx 150$ ГПа и максимальное значение коэффициента температурной чувствительности модуля упругости. Влияние модуля упругости и его анизотропии на характер МП мы учитываем при помощи (8.51)–(8.53). Однородность свойств различных микрообъемов металла и резкое изменение модуля упругости приводит к взрывному характеру превращения.

Изотермическое мартенситное превращение, рис. 8.21, напоминает по характеру зависимости от времени обратимую ползучесть. Образование мартенсита обусловлено действием внутренних напряжений от взаимодействия Fe–C и Ni–Mn. Концентрация углерода в сплаве невелика (0,06%), поэтому напряжения $\Delta\sigma_{\text{Fe}_3\text{C}}(T)$ невелики. Второе соединение Ni–Mn при содержании в данной двойной системе ~88% Ni и 12% Mn, очевидно, является γ' -фазой и начинает образовываться в диапазоне температур вблизи комнатной, рис. 8.22. Напряжения, возникающие с появлением этой фазы, при некотором переохлаждении аустенита стимулируют мартенситное превращение во всей системе Fe–Ni–Mn–C. Поскольку превращение в системе Ni–Mn протекает, видимо, по диффузионному механизму и описывается С-образными кривыми, то и мартенситное превращение в системе накапливается во времени вместе с протеканием изотермического превращения и имеет ту же зависимость от температуры изотермической выдержки и времени, рис. 8.23.

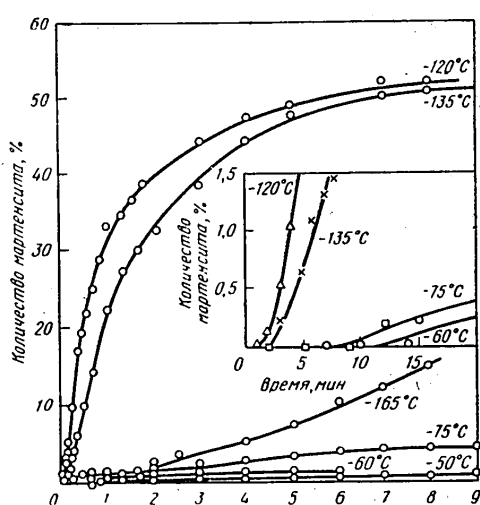


Рис. 8.21. Изотермическое превращение аустенита в мартенсит при разных температурах в сплаве Fe–0,06%С–23,4 % Ni–3,3 % Mn

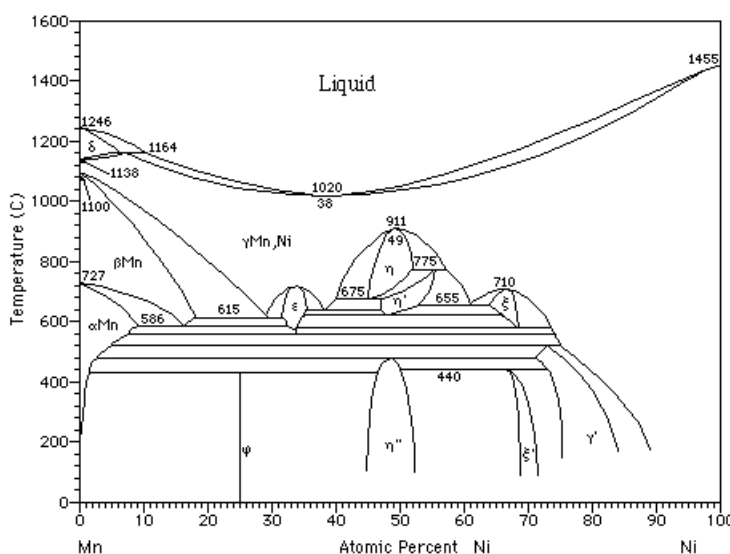


Рис. 8.22. Диаграмма состояния системы Ni – Mn

8.4.7. Термическая стабилизация аустенита

Известно явление увеличения количества остаточного аустенита в сплаве, если охлаждение металла прервать в интервале температур между M_n и M_k , причем чем ближе к M_n , тем больше аустенита остается непревращенным.

С позиций рассмотренных представлений о фазовых превращениях как релаксацион-

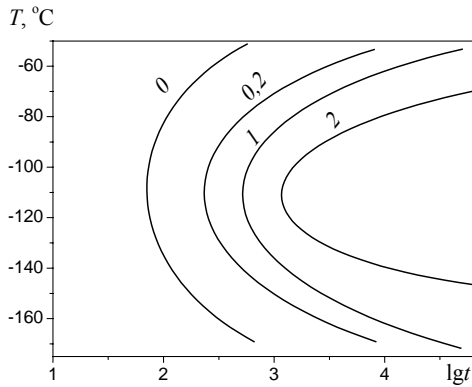


Рис. 8.23. С-образные кривые изотермического превращения аустенита в мартенсит в сплаве Fe–23,4 % Ni – 3,3 % Mn. Цифры на С-кривых указывают количество образовавшегося мартенсита [21]

ных процессах в металлах, которые развиваются под действием внутренних напряжений, явление стабилизации аустенита легко объяснить. Временная задержка охлаждения и пауза при температурах $M_k < T < M_n$ приводит к снятию внутренних напряжений $\Delta\sigma_{ф.п.}(T) + \Delta\sigma_s(T)$ за счет всех возможных внутренних процессов релаксации. Известно, что скорость релаксации прямо пропорциональна действующим в металле напряжениям и экспоненциально зависит от температуры, см. раздел 8.1. Если в результате длительной выдержки при $M_k < T < M_n$ снимаются все напряжения $\Delta\sigma_{ф.п.}$, то мартенситное превращение при дальнейшем охлаждении не пойдет вовсе.

Рассчитать релаксацию напряжений $\Delta\sigma_{ф.п.}$ во времени можно при помощи модели сопротивления деформации (8.6).

После частичного снятия напряжений $\Delta\sigma_{ф.п.}$ во время паузы при температуре $M_k < T < M_n$ дальнейшее превращение возможно при дальнейшем охлаждении на температуру ΔT , которая «покрывает убыль» напряжений при произошедшей релаксации за счет возрастания $\Delta\sigma_{ф.п.}(T)$ согласно (8.26).

8.5. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПОВОДУ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

8.5.1. О тепловом эффекте превращения

Для перлитного превращения в эвтектоидной стали тепловой эффект составляет $\Delta Q_{ф.п} = (3,75 \div 4,22)$ кДж/моль [26]. Если $\Delta Q_{ф.п.}$ не успевает выделяться в окружающую среду, то при выполнении условия $\Delta Q_{ф.п.} + \Delta W_{ф.п.} = 0$ при $T = T_{ф.п.}$ это приводит к упрочнению $\Delta\sigma_{ф.п.0} \approx 550$ МПа. При быстром охлаждении металла напряжения $\Delta\sigma_{ф.п.}$ возрастают и при комнатной температуре достигают значений $\Delta\sigma_{ф.п.}(T) = (1775 \div 1990)$ МПа. Если для отожженной эвтектоидной стали предел текучести составляет $\sigma_s = 370$ МПа, то после закалки предел текучести будет

$$\sigma_{T \text{ комн}} = \sigma_s + \Delta\sigma_{\text{ф.п.}}(T) = (2145 \div 2360) \text{ МПа.} \quad (8.56)$$

Максимальное упрочнение можно получить лишь в идеальных условиях охлаждения с максимальной скоростью, когда релаксации напряжений $\Delta\sigma_{\text{ф.п.}}(T)$ не происходит.

Превращение аустенит–мартенсит ($A \rightarrow M$) при закалке с конечными скоростями охлаждения сопровождается тепловым эффектом $\Delta Q_{A \rightarrow M} = 2,11 \text{ кДж/моль}$. Выделение этой энергии при температуре $T_{\text{м.п.}} = (M_n + M_s)/2 \approx 450 \text{ К}$ соответствует разупрочнению при $T = T_{\text{м.п.}}$ на величину $\Delta\sigma_{\text{м.п.}} = \frac{D}{\mu} \Delta Q_{\text{м.п.}} = 230 \text{ МПа}$. В соответствии с (8.5) при комнатной температуре это дает разупрочнение

$$\Delta\sigma_{\text{м.п. комн}} = \left(\frac{E_{\text{м.п.}}}{E_0} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} \approx 320 \text{ МПа,}$$

где $E_{\text{м.п.}}$ – значение модуля упругости при температуре проявления теплового эффекта во время мартенситного превращения.

В этом случае можно ожидать, что уровень внутренних напряжений в эвтектоидной стали после закалки понизится по сравнению с (8.56) и составит $\sigma_{T \text{ комн}} = 1825 \div 2040 \text{ МПа}$.

При закалке в окружающую среду не выделяется и превращается в упругую часть энергии $\Delta W_{\text{ф.п.}} = \Delta Q_{\text{ф.п.}} - \Delta Q_{A \rightarrow M} = (1,64 \div 2,11) \text{ кДж/моль}$. Известно [21], что если металл с энергией $\Delta W_{\text{ф.п.}}$ нагреть до температуры полного распада мартенсита на эвтектоидную смесь, то в окружающую среду выделяется $\Delta Q_{\text{расп.}} = (1,64 \div 2,11) \text{ кДж/моль}$. Таким образом, при фазовых превращениях в стали наблюдается «замкнутый круговорот» энергии и напряжений, что лишний раз показывает преемственность и общие движущие силы диффузионных и сдвиговых превращений.

а)



б)

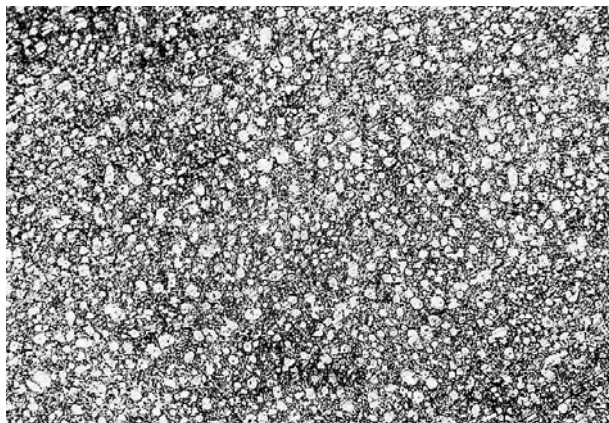


Рис. 8.26. Структура бронзы Cu-Al-Ni: а – мартенсит, б – эвтектоид

8.5.2. О температурном гистерезисе

Как известно, обратное мартенситное превращение (ОМП), происходящее при нагреве сплава, и переход системы из исходного (аустенитного) состояния сопровождается температурным гистерезисом ΔT_r . Он хорошо проявляется в сплавах с эффектом памяти формы, где обратимый переход «аустенит \leftrightarrow мартенсит» лежит в основе этого эффекта. В углеродистых и легированных закаленных сталях обратных превращений «мартенсит \leftrightarrow переохлажденный аустенит» не наблюдается, видимо, по причине большой величины ΔT_r и более быстрого, чем ОМП, распада мартенсита на ферритно-цементитную двухфазную структуру.

Выполним оценку величины температурного гистерезиса. Переход системы в новое состояние возможен при выполнении условия (8.15)

$$\Delta\sigma = -\frac{\partial W_{\Sigma}}{\partial v} \geq 0.$$

В стали мартенсит имеет больший объем, чем аустенит, поэтому при ОМП $\partial v < 0$. Общее изменение энергии системы массой $m = Dv/\mu$ (моль) при обратном превращении можно записать в виде

$$\Delta W = \frac{Dv}{\mu} [\Delta H - T\Delta S - S_0\Delta T_r] = \frac{Dv}{\mu} [\Delta H_T - T_0\Delta S_T - T_0\Delta S_{стр} - S_0\Delta T_r], \quad (8.58)$$

где $\Delta H = \Delta H_T$; $\Delta S = \Delta S_T + \Delta S_{стр}$, $\Delta S_{стр}$ характеризует изменение структуры при ОМП.

Если приближенно считать систему теплоизолированной, то $\Delta H - T\Delta S_T = 0$. Тогда

$$\Delta W = [- (T_0\Delta S_{стр} + S_0\Delta T_r)].$$

Изменение энтропии при МП $\Delta S_{м.п.} = \Delta S_M - \Delta S_{ПА}$, (ΔS_M – структурная энтропия мартенсита, $\Delta S_{ПА}$ – структурная энтропия переохлажденного аустенита) может быть выполнено по тепловому эффекту прямого мартенситного превращения. При $\Delta Q_{м.п.} = 1,64$ кДж/моль и средней температуре превращения $T_{м.п.} = (M_H + M_K)/2 \approx 450$ К $\Delta S_{м.п.} = \Delta Q_{ф.п.}/T_{м.п.} = 3,64$ Дж/моль·К > 0 . Таким образом, прямое мартенситное превращение сопровождается повышением энтропии и, следовательно, разупрочнением $\Delta\sigma_{м.п.} = \frac{DT_{м.п.}}{\mu} \Delta S_{м.п.} = \frac{D}{\mu} \Delta Q_{м.п.} \approx 230$ МПа по сравнению с переохлажденным аустенитом.

Итак, мартенситное превращение в металлах, сопровождающееся образованием новых границ, является релаксационным процессом.

Считая мартенситное превращение обратимым переходом, для обратного мартенситного превращения можно записать

$$\Delta S_{о.м.п.} = -\Delta S_{м.п.} = -3,64 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}).$$

Таким образом, ОМП имеет энергетический барьер и может произойти лишь при повышении энергии системы. При этом переходе $\Delta S_{\text{о.м.п.}} < 0$, что означает упорядочение системы.

Согласно соотношению Гельмгольца, процесс обратного превращения при нагревании на $\Delta T_{\text{г}}$ становится выгодным (с учетом $\partial v < 0$) при выполнении условия

$$\frac{\partial W}{\partial v} = - \left\{ \frac{\partial}{\partial v} \frac{Dv}{\mu} \left[- (T_0 \Delta S_{\text{стр}} + S_0 \Delta T_{\text{г}}) \right] \right\} \geq 0$$

или

$$T_0 \Delta S_{\text{о.м.п.}} + S_0 \Delta T_{\text{г}} \geq 0.$$

Отсюда

$$\Delta T_{\text{г}} = - \frac{T_0 \Delta S_{\text{о.м.п.}}}{S_0}, \quad (8.59)$$

где $\Delta T_{\text{г}}$ – температурный гистерезис.

Для эвтектоидной стали при $\Delta S_{\text{о.м.п.}} = -3,64$ Дж/моль·К, $T_{\text{о.м.п.}} = 450$ К, $S_0 = 15$ Дж/моль·К $\Delta T_{\text{г}} = 109$ К. Если при помощи (8.59) рассчитать температурный гистерезис для сплавов с эффектом памяти формы то получим следующие результаты: для никелида титана $\Delta T_{\text{г}} \approx 40$ К; для бронз Cu-Al-Ni и Cu-Zn-Al $\Delta T_{\text{г}} \approx (15 \div 20)$ К.

Известны сплавы, обладающие эффектом памяти формы, с температурным гистерезисом, большим, чем у эвтектоидной стали, например, системы Fe-Mn-Si, Fe-Ni-Co-Ti. Однако обратное мартенситное превращение в стали маловероятно, так как оно сопровождается повышением энергии, в то время как альтернативный процесс – распад мартенсита – самопроизвольный процесс и сопровождается уменьшением энергии на $(1,64 \div 2,11)$ кДж/моль (см. раздел 8.5.1).

8.6. ПОЛИМОРФНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Для описания диффузионных полиморфных превращений, происходящих в металлах, можно пользоваться теми же соотношениями, которые мы получили в разделе 8.3, а для описания мартенситных полиморфных превращений, например, в кобальте – соотношениями, полученными в разделе 8.4.

8.7. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ МЕТАЛЛА ВО ВРЕМЯ ФАЗОВЫХ ИЛИ ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Изменение внутренних напряжений, определяющих механические свойства металла, во время фазовых или полиморфных превращений в металлах может быть описано при помощи математической модели, рассмотренной в разделах 7.8 и 8.1.

8.8. МЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛОГ И РЕОЛОГИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЕФОРМИРУЕМОЙ СРЕДЫ С МАРТЕНСИТНЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ

Мартенситное превращение имеет сдвиговый характер. Трактовка МП как аналога сдвигового механизма пластической деформации, который работает под действием не внешних, а внутренних напряжений, позволяет привлечь методы механики сплошной среды и ее формальный аппарат для описания и анализа этого явления.

Целью данного раздела является создание механического аналога и математической модели среды, в которой возможно протекание мартенситных превращений, как обратимых (псевдоупругость, термоупругость), так и необратимых. Модель мартенситного превращения – аналога механизма пластической деформации, как следует из результатов экспериментальных исследований, должна удовлетворять следующим требованиям:

1. МП в рассматриваемом объеме происходит в том случае, если внутренние напряжения в нем достигают критических значений $\Delta\sigma_{ф.п.}$.

2. Мартенситное превращение при растяжении может начаться как при упругой деформации, так и при пластической. На диаграмме σ - ε можно отметить напряжение начала мартенситного превращения $\sigma_{м.п.}$.

При $\sigma_{м.п.} < \sigma_T$, где σ_T – предел текучести, в металле происходит мартенситное превращение, стимулированное упругими напряжениями; при условии $\sigma_{м.п.} > \sigma_T$ в металле идет превращение, стимулированное пластической деформацией. При $\sigma_{м.п.} > \sigma_T$ наблюдается пластичность, наведенная превращением (ПНП). Таким образом, МП представляет собой разновидность ротационного механизма деформации.

3. При $\sigma_{м.п.} > \sigma_T$ обратимого МП наблюдаться не должно, т.к. пластическая деформация стабилизирует границы раздела матричной и мартенситной фаз.

4. В металле возможно обратимое МП, обуславливающее псевдо- или термоупругость, если $\sigma_{м.п.} < \sigma_T$, а в температурном диапазоне обратного превращения не протекают релаксационные процессы, стимулированные температурой и внутренними напряжениями.

5. Активизация диффузионных релаксационных процессов подавляет со временем проявление обратного мартенситного превращения (ОМП), а значит и псевдоупругий, и термоупругий механизмы превращения.

Для описания МП в металлах, протекающих под действием внешних напряжений (деформационное МП, псевдоупругость, ПНП), а также при отсутствии внешних напряжений (прямое МП при охлаждении, термоупругость и эффект памяти формы) предлагаем обобщенную реологическую модель, механический аналог которой представлен на рис. 8.27. Модель состоит бесконечно большого количества блоков, $n \rightarrow \infty$, каждый из которых характери-

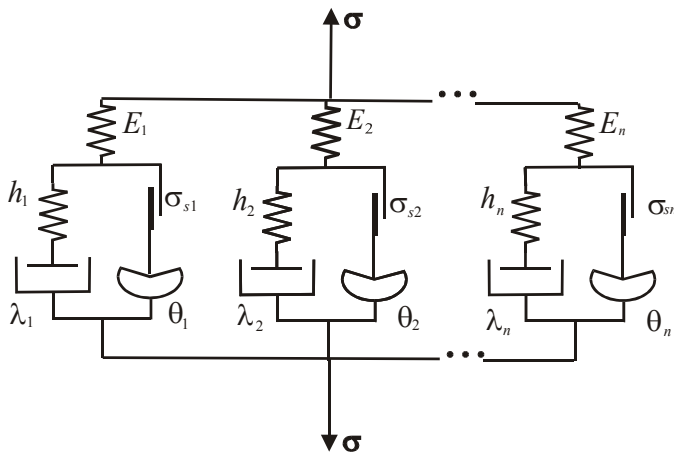


Рис. 8.27. Механический аналог деформируемой среды с мартенситными превращениями

зует свойства микрообъема в точке – упругость E , время релаксации λ , линейное упрочнение h , пластичность σ_s . Кроме того, в каждый блок включен дополнительный элемент – тарельчатая пружина (ТПр), которая раскрывается под действием напряжения $\sigma_{м.п.}$.

В каждый блок входят параллельные цепочки $\sigma_s - \sigma_{м.п.}$ и $h - \lambda$. Первая из них задает напряжения пластической деформации (элемент Сен-Венана) и напряже-

ния деформации за счет превращения (тарельчатая пружина), а вторая характеризует активность внутренних процессов деформационного упрочнения (h) и разупрочнения (λ), пропорциональных величине деформации. Рассмотрим работу механической модели, представленной на рис. 8.27.

8.8.1. Превращения под действием внешнего напряжения

1. $\sigma_{м.п.} < \sigma_s$. Под действием внешних растягивающих напряжений σ в каждом блоке начинается упругая деформация металла, задающая упругие напряжения $\sigma = E\varepsilon$. По достижении условия протекания мартенситного превращения $\sigma = \sigma_{м.п.}$ срабатывает тарельчатая пружина, с очень большой скоростью задавая деформацию превращения $\varepsilon_{м.п.} = \text{const}$. Известно, что мартенситное превращение в микрообъеме развивается со скоростью, близкой к скорости звука в металле. Последовательное срабатывание тарельчатых пружин во всех блоках задает макроскопическую деформацию превращения во всем объеме металла, а на диаграмме $\sigma(\varepsilon)$ появляется участок псевдоупругости, состоящий из микроскопических зубцов – участков сброса и возрастания напряжений. Отметим, что на диаграмме растяжения сплавов с псевдоупругостью, а также ПНП-сплавов, как правило, наблюдается именно прерывистая текучесть [28-29], рис.8.28.

Интенсивность срабатывания тарельчатых пружин и интенсивность сдвигов во время деформационного МП определяется плотностью распределения вероятностей $f_1(\theta)$, где $\theta = \sigma_{м.п.}/E$ – безразмерные напряжения начала МП в микрообъеме. При раскрытии ТПр в каждом блоке происходит упрочнение на величину $(1+h)\varepsilon_{м.п.}$ за счет раскрытия пружины h , а также релаксация напряжений на величину $-(1+E)\varepsilon_{м.п.}$ из-за ослабления пружины E . Моментальное ослабление пружины E обусловлено тем, что скорость раскрытия ТПр значительно выше скорости изменения внешней нагрузки. Общее изменение упрочнения при срабаты-

нии ТПр составляет $(h-E)\epsilon_{\text{МП}}$, что при $E > h$ означает разупрочнение. Это свидетельствует о том, что МП – релаксационный процесс, о чем мы упоминали в разделе 8.5.

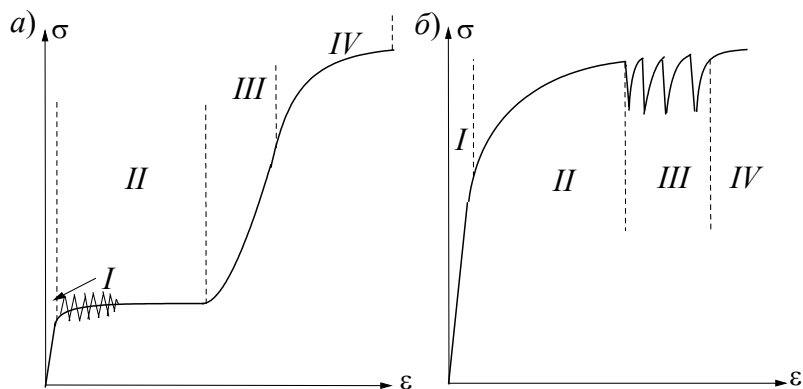


Рис. 8.28. Зависимости $\sigma(\epsilon)$ для металла с деформационным мартенситным превращением:

a) $\sigma_{\text{МП}} < \sigma_{\text{Т}}$;

I – упругая деформация, *II* – мартенситное превращение,
III – упругая деформация, *IV* – пластическая деформация;

б) $\sigma_{\text{МП}} > \sigma_{\text{Т}}$;

I – упругая деформация, *II* – пластическая деформация,
III – мартенситное превращение, *IV* – пластическая деформация;

После срабатывания ТПр в каждом отдельном блоке продолжается рост упругих напряжений за счет работы пружины E . По достижении условия $\sigma = \sigma_{\text{Т}}$ в микрообъеме начинается пластическая деформация, а величина деформационного упрочнения определяется возрастанием пластической деформации: $(1+h)\epsilon_{\text{пл}}$. Для этого случая зависимость $\sigma(\epsilon)$ представлена на 8.28,а.

2. $\sigma_{\text{м.п.}} > \sigma_{\text{Т}}$. Перестановка очередности срабатывания элементов в плече $\sigma_{\text{м.п.}} - \sigma_{\text{Т}}$ каждого блока рассматриваемой модели изменяет вид зависимости $\sigma(\epsilon)$. В этом случае после упругой деформации в каждом блоке срабатывает пластический элемент Сен-Венана, а возрастающая пластическая деформация приводит к линейному деформационному упрочнению $(1+h)\epsilon_{\text{пл}}$ – пружина h раскрывается пропорционально $\epsilon_{\text{пл}}$.

Возрастание деформационного упрочнения и внешних напряжений σ приводит к достижению условия $\sigma_{\text{м.п.}} = \sigma$ и раскрытию тарельчатой пружины. При этом скачкообразно задается деформация $\epsilon_{\text{м.п.}}$. Срабатывание ТПр обеспечивает дополнительное растяжение пружины h и ослабление пружины E , что в итоге приводит к разупрочнению $(h-E)\epsilon_{\text{м.п.}}$ и к прерывистой текучести, как и в случае 1.1.

8.8.2. Превращение в отсутствие внешних напряжений

Будем считать, что охлаждение металла происходит настолько быстро, что релаксации напряжений, обусловленных в модели на рис. 8.27 работой элемента вязкого трения, не происходит. Понижение температуры приводит к увеличению модуля упругости металла и воз-

растанию жесткости пружины E . При этом из первоначально растянутого положения пружина E сжимается. Если общее перемещение блока ограничено, то сжатие пружины E вызывает скачкообразное раскрытие тарельчатой пружины при напряжениях $\sigma_{м.п.}$. Это приводит к релаксации напряжений на величину $-(1+E)\epsilon_{м.п.}$ и к упрочнению на $(1+h)\epsilon_{м.п.}$ из-за раскрытия пружины h . Результирующая величина изменения напряжений в системе $(h-E)\epsilon_{м.п.} < 0$ при $E > h$ свидетельствует о релаксационном характере МП.

8.8.3. Обратимость превращений. Псевдоупругость

При снятии нагрузки на участке II рис. 8.28 деформация $\epsilon_{м.п.}$, полученная за счет протекания МП, обратимо снимается за счет захлопывания тарельчатой пружины. При этом сначала снимается упругая деформация, затем захлопывается последовательность тарельчатых пружин $\sigma_{м.п.}$ при одновременном закрытии пружин h . В реальном металле с псевдоупругостью обратное превращение возможно при возвратном движении элементов структуры точно по тому же пути, что и во время прямого МП. Известно, что это достигается, если граница мартенсита и матричной фазы сохраняет когерентность. Как показано на рис. 8.28, пластическая деформация металла (участок IV) приводит к смещению элемента Сен-Венана и фиксации пружины h в растянутом состоянии. Поскольку пружина h зафиксирована, то тарельчатая пружина при снятии нагрузки не может захлопнуться, и псевдоупругость исчезает.

Негативное влияние пластической деформации на псевдоупругость и эффект памяти формы хорошо известно. На микроструктурном уровне потеря псевдоупругости после пластической деформации обусловлена потерей подвижности мартенситной границы за счет переведения ее в некогерентное состояние. Таким образом, важным условием сохранения псевдоупругого эффекта является различие значений фазового $\sigma_{м.п.}$ и дислокационного σ_T пределов текучести.

8.8.4. Обратимость превращений. Термоупругость

Другим механизмом реализации обратимых мартенситных превращений является термоупругий, происходящий при нагреве металла. Он реализуется в сплавах с эффектом памяти формы. Этот механизм возможен, если время релаксации λ , характеризующее интенсивность работы вязкого элемента в модели на рис. 8.27, достаточно велико. При $\lambda \rightarrow \infty$ диффузионные механизмы релаксации не снимают упрочнения, характеризуемого раскрытием пружины h , которое и обеспечивает упругий возврат тарельчатой пружины при снижении жесткости пружины E за счет нагрева металла.

Релаксация внутренних напряжений за счет диффузионных механизмов приводит пружину h в исходное неупрочненное положение и снимает движущие силы возврата деформации $\epsilon_{м.п.}$ — эффект памяти формы пропадает. Как было показано в разделе 8.6.3, пластическая

деформация металла в мартенситном состоянии стабилизирует границу «мартенсит – матрица» и делает невозможным возврат $\varepsilon_{м.п.}$.

Таким образом, можно видеть, что уровень внутренних напряжений в металле, взаимосвязанный с его дефектной структурой, а также активность диффузионных процессов, от которых зависит время релаксации λ , определяют стабильность термоупругих свойств сплава и сохранение эффекта памяти формы.

Следовательно, механический аналог, представленный на рис. 8.27, учитывает все возможные проявления мартенситных превращений в металлах и дает возможность составить математическую модель такой деформируемой среды.

8.8.5. Математическая модель деформируемой среды с мартенситными превращениями

Математические выражения, описывающие поведение деформируемой среды, синтезируем на основе гипотез параллельного и последовательного соединения элементов системы. Для механического аналога деформируемой среды, представленного на рис. 8.27, введем следующие упрощения.

1. Будем считать, что время релаксации во всех блоках модели велико, поэтому работой вязкого элемента можно пренебречь.

2. Упрощенно примем $E_1 = E_2 = \dots = E_n$; $h_1 = h_2 = \dots = h_n$, т.е. значения модуля упругости и коэффициента упрочнения для всех элементов равны. В этом случае среда характеризуется константами E , h и вероятностными характеристиками $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$, где $\theta = \sigma_{м.п.}/E$ – безразмерный фазовый предел текучести, означающий напряжения начала мартенситного превращения; $\tau = \sigma_s/E$ – безразмерный предел текучести. Будем считать, что зависимость $\sigma(\varepsilon)$ известна, например, из опытов на растяжение.

Для одноосного растяжения система уравнений, описывающая работу модели на рис. 8.27, может быть записана в виде системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= E \left[\varepsilon - \int_0^\infty \int_0^\infty \varepsilon_{м.п.} f(\theta, \tau) d\theta d\tau - \int_0^\infty \int_0^\infty \varepsilon_{пл} f(\theta, \tau) d\theta d\tau \right]; \\ \varepsilon_{м.п.} &= 0, \quad \varepsilon < \theta; \\ \theta + (h - E)\varepsilon_{м.п.} &= \varepsilon, \quad \theta < \varepsilon < \tau; \\ \varepsilon_{пл} &= 0, \quad \varepsilon < \tau; \\ \tau + (1 + h)\varepsilon_{пл} &= \varepsilon, \quad \varepsilon > \tau \end{aligned} \right\}, \quad (8.60)$$

где ε – общая деформация; $\varepsilon_{пл}$ – пластическая деформация; $\varepsilon_{м.п.}$ – деформация за счет мартенситного превращения; $f(\theta, \tau)$ – совместная плотность распределения вероятностей безразмерных фазовых пределов текучести θ и пределов текучести τ .

Для случая, рассмотренного в разделе 8.6.1,1, система уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= E \left[\varepsilon - \int_0^\infty \int_0^\infty \varepsilon_{\text{м.п.}} f(\theta, \tau) d\theta d\tau - \int_0^\infty \int_0^\infty \varepsilon_{\text{пл}} f(\theta, \tau) d\theta d\tau \right]; \\ \varepsilon_{\text{пл}} &= 0, \quad \varepsilon < \tau; \\ \tau + (1+h)\varepsilon_{\text{пл}} &= \varepsilon, \quad \tau < \varepsilon < \theta; \\ \varepsilon_{\text{м.п.}} &= 0, \quad \varepsilon < \theta; \\ \theta + (h-E)\varepsilon_{\text{м.п.}} &= \varepsilon, \quad \varepsilon > \theta. \end{aligned} \right\} \quad (8.61)$$

Первое уравнение систем (8.60) и (8.61) представляет собой выражение для упругой деформации и его можно представить в виде

$$\varepsilon_{\text{упр}} = \varepsilon - \bar{\varepsilon}_{\text{м.п.}} - \bar{\varepsilon}_{\text{пл}}, \quad (8.62)$$

где $\bar{\varepsilon}_{\text{м.п.}}$ и $\bar{\varepsilon}_{\text{пл}}$ – математические ожидания величин деформации превращения $\varepsilon_{\text{МП}}$ и пластической деформации $\varepsilon_{\text{пл}}$.

Второе и четвертое уравнения систем (8.60) и (8.61) определяют начало деформации превращения или пластической деформации (см. рис. 8.28), а третье и пятое уравнения систем (8.60) и (8.61) – сумму напряжений в безразмерной форме в блоках при различных значениях полной деформации ε .

Для произвольной схемы нагружения системы (8.60) и (8.61) могут быть записаны в тензорном виде. Например, система (8.60) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \bar{s} &= 2G \left[\bar{\varepsilon} \int_0^\infty \int_0^\infty \bar{\varepsilon}_{\text{м.п.}} f(\theta, \tau) d\theta d\tau - \int_0^\infty \int_0^\infty \bar{\varepsilon}_{\text{пл}} f(\theta, \tau) d\theta d\tau \right]; \\ \bar{\varepsilon}_{\text{м.п.}} &= 0, \quad \bar{\varepsilon} < \theta; \\ \theta + (h-E)\bar{\varepsilon}_{\text{м.п.}} &= \bar{\varepsilon}; \quad \theta < \bar{\varepsilon} < \tau \\ \bar{\varepsilon}_{\text{пл}} &= 0, \quad \bar{\varepsilon} < \tau; \\ \tau + (1+h)\bar{\varepsilon}_{\text{пл}} &= \bar{\varepsilon}, \quad \bar{\varepsilon} > \theta, \end{aligned} \right\} \quad (8.63)$$

где \bar{s} , $\bar{\varepsilon}$, $\bar{\varepsilon}_{\text{м.п.}}$, $\bar{\varepsilon}_{\text{пл}}$ – девиаторы тензоров напряжений, полной деформации, деформации превращения, пластической деформации. Аналогично можно записать систему уравнений (8.61).

Будем считать, что для случая, представленного системой (8.61), на участке I (см. рис. 8.28,а) в диапазоне напряжений $\sigma < \sigma_{\text{м.п.}}$ преобладающим механизмом деформации является упругий, на участке II $\sigma_{\text{м.п.}} < \sigma < \sigma_{\text{г}}$ – псевдоупругий, а на участке IV – пластический. Это приближение позволяет полагать, что механизмы псевдоупругости или другого проявления деформации превращением, и пластической деформации работают на различных уча-

стках кривой $\sigma(\varepsilon)$, а плотности распределения $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ независимы. Тогда совместную плотность распределения вероятностей $f(\theta, \tau)$ можно представить в виде

$$f(\theta, \tau) = f_1(\theta) \cdot f_2(\tau). \quad (8.64)$$

Кроме того, при поиске плотностей распределения $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ будем считать, что на участке мартенситных превращений не происходит сбросов напряжения и $\sigma(\varepsilon)$ описывается гладкой кривой. Тогда систему (8.60) можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= E \left[\varepsilon - \int_0^{\infty} \varepsilon_{\text{МП}} f_1(\theta) d\theta - \int_0^{\infty} \varepsilon_{\text{ПЛ}} f_2(\tau) d\tau \right]; \\ \varepsilon_{\text{М.П.}} &= 0, \quad \varepsilon < \theta; \\ \theta + (1+h)\varepsilon_{\text{МП}} &= \varepsilon, \quad \theta < \varepsilon < \tau; \\ \varepsilon_{\text{ПЛ}} &= 0, \quad \varepsilon < \tau; \\ \tau + (1+h)\varepsilon_{\text{ПЛ}} &= \varepsilon, \quad \varepsilon > \tau \end{aligned} \right\} \quad (8.65)$$

Значения $\sigma_{\text{М.П.}}$, $\sigma_{\text{Т}}$ и соответствующие им θ и τ могут быть определены по экспериментальной кривой $\sigma(\varepsilon)$. Функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$, задающие характер участков деформации превращением и пластической деформации, необходимо найти.

На втором (псевдоупругом) участке кривой $\sigma(\varepsilon)$, см. рис. 8.28, $\varepsilon_{\text{ПЛ}} = 0$. Тогда систему (8.65) можно переписать в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= E \left[\varepsilon - \int_0^{\varepsilon_{\text{ПЛ}}} \varepsilon_{\text{МП}} f_1(\theta) d\theta \right]; \\ \varepsilon_{\text{М.П.}} &= 0, \quad \varepsilon < \theta; \\ \theta + (1+h)\varepsilon_{\text{М.П.}} &= \varepsilon, \quad \theta < \varepsilon < \tau. \end{aligned} \right\} \quad (8.66)$$

Первое уравнение системы (8.66) с учетом третьего можно записать в виде

$$\sigma = E \left[\varepsilon - \frac{1}{1+h} \int_0^{\varepsilon_{\text{ПЛ}}} (\varepsilon - \theta) f_1(\theta) d\theta \right]. \quad (8.67)$$

На участке псевдоупругости $d\varepsilon \equiv d\theta$. По первой производной

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E \left[1 - \frac{1}{1+h} \int_0^{\varepsilon_{\text{ПЛ}}} f_1(\theta) d\varepsilon \right], \quad (8.68)$$

при $\varepsilon \rightarrow 0$ получим значение модуля упругости $E = d\sigma/d\varepsilon$, а при $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_{\text{ПЛ}}$, когда $\int_0^{\varepsilon_{\text{ПЛ}}} f_1(\theta) d\varepsilon = 1$,

находим значение параметра упрочнения:

$$h = \frac{d\sigma / d\varepsilon}{E - d\sigma / d\varepsilon}.$$

По второй производной

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2} = -\frac{1+h}{E} f_1(\theta).$$

можно найти значение искомой функции:

$$f_1(\theta) = -\frac{1+h}{E} \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}. \quad (8.69)$$

Выполнив аналогичные вычисления для участка пластической деформации на зависимости $\sigma(\varepsilon)$, рис. 8.28,а, с подстановкой в первое уравнение системы (8.66) выражения $\varepsilon_{пл} = \frac{\varepsilon - \tau}{1 + h}$, полученного из четвертого уравнения той же системы, получим выражение

$$f_2(\tau) = -\frac{1+h}{E} \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}, \quad (8.70)$$

аналогичное (8.69).

Таким образом, при помощи реологической модели (8.60) можно получить функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ – основные вероятностные характеристики мартенситного превращения и пластической деформации. Интересно, что если аналогичным образом выполнить процедуру вычисления $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ для реологической модели (8.61), описывающей зависимость $\sigma(\varepsilon)$, представленную на рис.8.28,б, получим те же выражения (8.69) и (8.70), что и для модели (8.60). Этого и следовало ожидать, поскольку перестановка местами по очередности срабатывания элементов σ_T и $\sigma_{м.п.}$ не должна изменять их плотность распределения вероятностей.

При определении функций $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ могут возникнуть следующие трудности:

- участки пластической деформации и деформации превращения перекрываются;
- на участке деформации превращением наблюдаются сбросы напряжений и производные меняют знаки.

Однако, эти трудности легко преодолимы для первого случая разделением функций $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ обычными способами при наличии двух максимумов, а во втором – при помощи аппроксимации $\sigma(\varepsilon)$ гладкой функцией. После экспериментального определения функций $f_1(\theta)$ и $f_2(\tau)$ их истинное значение можно определить при помощи условия нормировки.

ИТОГИ ГЛАВЫ

1. Описав структуру металла при помощи вероятностной функции – статистической энтропии, мы разработали модели диффузионных и мартенситных фазовых превращений в сплавах. С термодинамических позиций фазовое превращение состоит из двух стадий:

- накопления энергии и напряжений для преодоления энергетического барьера превращения;
- уменьшения накопленной энергии и релаксации внутренних напряжений после преодоления энергетического барьера.

Энергетическим барьером фазового превращения служит необходимость образования новой межзеренной границы при появлении зародыша новой фазы.

2. Диффузионное и сдвиговое (мартенситное) фазовые превращения различаются в первую очередь механизмом релаксации напряжений, который определяется одной из основных характеристик металла – временем релаксации λ , которое зависит от температуры и уровня внутренних напряжений.

При высоких температурах и малых степенях переохлаждения, когда диффузионные процессы протекают достаточно активно, основным механизмом релаксации внутренних напряжений является уменьшение поверхностной энергии межфазных границ за счет коагуляции частиц и обособления фаз.

3. Математическая модель диффузионных фазовых превращений хорошо описывает кривые изотермического распада. Эти кривые показывают, что кинетика распада аустенита определяется при понижении температуры конкуренцией двух процессов – возрастанием вероятности образования зародышей новой фазы V_1 и уменьшением скорости релаксации напряжений (или увеличением времени релаксации). Вероятность V_1 хорошо аппроксимируется квадратичной экспонентой, а время релаксации экспонентой первой степени.

4. Полученная в данной работе математическая модель диффузионного превращения учитывает влияние многих факторов, таких как температурная зависимость модулей упругости, исходное структурное состояние, химический состав. Они определяют температурную зависимость времени релаксации $\lambda(T)$, коэффициента диффузии, вероятности образования центров кристаллизации.

Вероятность V_1 , используемая в модели, может быть рассчитана по плотности распределения вероятностей $f(\sigma^*)$ внутренних напряжений, которую можно получить при помощи кривой растяжения $\sigma(\epsilon)$ для комнатной температуры.

Для расчета кривых изотермического распада необходима следующая информация:

- значение теплоты превращения при медленном охлаждении $\Delta Q_{ф.п.}$;
- температурное изменение модулей упругости;
- реологическое уравнение, т.е. зависимость истинных напряжений от истинных деформаций, $\sigma(\epsilon)$ для наиболее равновесного (хорошо отожженного) состояния.

5. Разработанную математическую модель диффузионных фазовых превращений можно использовать для описания полиморфных превращений. В этом случае необходима информация о теплоте полиморфного превращения $\Delta Q_{п.п.}$ вместо $\Delta Q_{ф.п.}$.

6. При понижении температуры металла (увеличении степени переохлаждения) время релаксации экспоненциально возрастает, и релаксация напряжений диффузионным путем становится невозможной. В этом случае релаксация напряжений происходит сдвиговым путем, когда разность напряжений (или деформаций) вдоль различных кристаллографических направлений превышает энергетический барьер.

Анизотропия напряжений и деформаций вдоль различных кристаллографических направлений обусловлена анизотропией упругих свойств кристаллической решетки. Энергетическим барьером мартенситного превращения, как и для диффузионного превращения, является необходимость возникновения межфазной границы между мартенситной и аустенитной фазами.

7. Рассмотренное представление о мартенситных превращениях позволяет объяснить многие интересные явления, такие как влияние напряжений и пластической деформации, термическая и деформационная стабилизация аустенита, объяснить особенности кинетики мартенситных превращений в различных сплавах.

Для расчета точек мартенситного превращения по предлагаемой модели необходима следующая информация:

- значение теплоты превращения при малой скорости охлаждения $\Delta Q_{ф.п.}$;
- температурная зависимость модуля упругости и его кристаллографическая анизотропия;
- реологическое уравнение, т.е. зависимость истинных напряжений от истинных деформаций, $\sigma(\epsilon)$ для наиболее равновесного (хорошо отожженного) состояния.

8. Деформируемая среда с мартенситными превращениями имеет механический аналог, в котором мартенситное превращение моделируется раскрытием тарельчатой пружины. Механический аналог среды с мартенситными превращениями помогает понять механизм обратимых и необратимых превращений, механизм потери обратимости превращения. Работа модели при приложении внешних напряжений или под действием собственных внутренних напряжений находится в соответствии с термодинамикой превращений.

Для материаловедов, в частности для специалистов по обработке металлов давлением, наиболее важными вопросами, связанными с упорядочением и образованием металлических фаз, являются причины упрочнения сплава и кинетические характеристики упорядочения. Это вызвано необходимостью определения рациональных режимов деформации сплава и необходимостью управления его свойствами в процессе, как пластической деформации, так и последующей термической обработки, представляющими собой единый комплекс термомеханической обработки.

Для решения этого вопроса воспользуемся приобретенным в главе 6 умением определять статистическую энтропию – меру беспорядка (или, наоборот, упорядоченности) системы и взаимосвязью энтропии с пределом текучести металла.

Начнем с того, что образование сплава при соединении компонентов А и В в жидком состоянии представляет собой объединение двух систем. Если системы А и В полностью одинаковы и неразличимы, то энтропия двух систем, как функция аддитивная, суммируется:

$$S_{AB} = S_A + S_B.$$

Если системы А и В отличаются друг от друга, то энтропия сплава возрастает по сравнению с энтропиями исходных систем А и В не просто как аддитивная функция, но увеличивается еще и на величину *энтропии смешения* $\Delta S_{см} = R \ln 2$:

$$S_{AB} = S_A + S_B + R \ln 2. \quad (9.7)$$

Интересно, что значение энтропии смешения не зависит от степени различия систем А и В. Эта независимость $\Delta S_{см}$ от степени различия свойств А и В называется в термодинамике *парадоксом Гиббса*, который впервые отметил это интересное явление [].

Очевидно, что увеличение энтропии системы при образовании сплава – акт разупорядочения системы (см. главу 6), связан с увеличением статистической энтропии системы. Поскольку в неупорядоченном состоянии атомы А и атомы В живут своей жизнью независимо друг от друга, то распределение их по энергиям представим в виде двух независимых функций распределения $f_1(\sigma^*)$ и $f_2(\sigma^*)$. Пусть это будут простейшие прямоугольные распределения, рис. 9.15,а, отвечающие наиболее примитивной форме организации (см. раздел 6.1).

Упорядочение можно представить себе как «расстановку по местам» разрозненных в неупорядоченном состоянии элементов системы, или как объединение двух распределений $f_1(\sigma^)$ и $f_2(\sigma^*)$ в единое целое $f_3(\sigma^*)$.* Это явление – упорядочение, как мы указывали в разделе 3.14, должно быть энергетически обоснованным. Объединение компонентов системы А и В в единую структуру, представленное при помощи функций распределения, выглядит, очевидно, приблизительно так, как это показано на рис. 9.15,б.

Термин «упорядочение» означает наведение порядка в системе, структурирование. В этом случае упорядочение должно легко описываться при помощи энтропийного подхода, поскольку энтропия является мерой беспорядка или, наоборот, мерой упорядоченности системы.

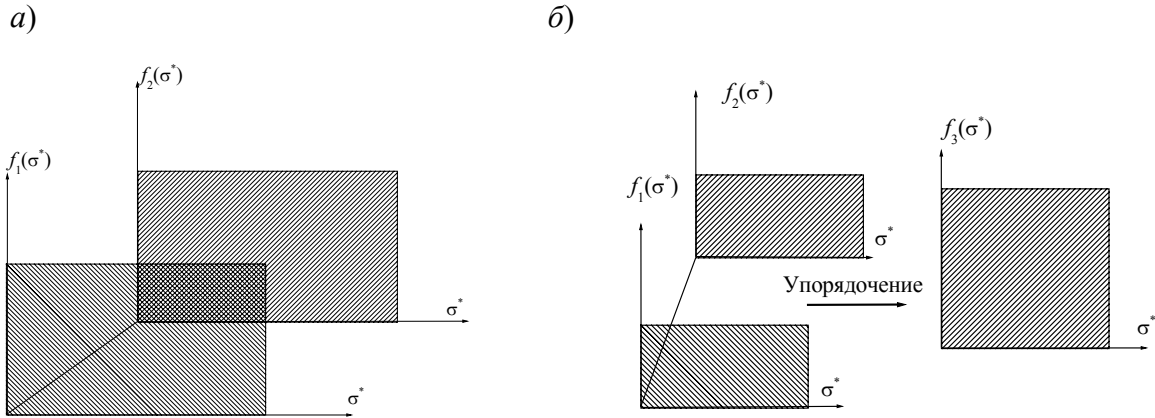


Рис.9.15. Плотности распределения вероятностей внутренних напряжений для сплава в неупорядоченном состоянии (а) и изменение функций $f(\sigma^*)$ при упорядочении системы

Будем считать, что упорядочение происходит в узком температурном интервале $\Delta T \rightarrow 0$, что обычно и наблюдается в сплавах. Рассмотрим изменение энтропии при упорядочении системы, состоящей из 50 ат. % компонента А и 50 ат. % компонента В.

Забудем на время об энтропии смешения в (9.7). В неупорядоченном состоянии атомы А и В представляют собой две подсистемы, характеризующиеся структурными энтропиями $\Delta S_{\text{стр}1}$ и $\Delta S_{\text{стр}2}$. Поскольку энтропия – функция аддитивная, то в исходном неупорядоченном состоянии структура системы характеризуется структурной энтропией

$$\Delta S_{\text{стр}1} + \Delta S_{\text{стр}2} = -R \left[\int f_1(\sigma^*) \ln f_1(\sigma^*) d\sigma^* + \int f_2(\sigma^*) \ln f_2(\sigma^*) d\sigma^* \right],$$

где $f_1(\sigma^*)$ и $f_2(\sigma^*)$ – плотности вероятности внутренних напряжений, создаваемых дефектами кристаллического строения для систем А и В.

При упорядочении в результате внедрения решеток возникает новая система, характеризующаяся плотностью вероятностей $f_3(\sigma^*)$ и структурной энтропией $\Delta S_{\text{стр}3}$:

$$\Delta S_{\text{стр}3} = -R \int f_3(\sigma^*) \ln f_3(\sigma^*) d\sigma^*. \quad (9.8)$$

Пусть исходные функции $f_1(\sigma^*)$ и $f_2(\sigma^*)$, а также конечная $f_3(\sigma^*)$, не отличаются по типу и представляют собой прямоугольные распределения. При упорядочении количество элементов системы остается неизменным, поэтому условие нормировки вероятностных функций выполняется:

$$\int_{\sigma_0^*}^{\sigma_0^*} f_1(\sigma^*) d\sigma^* + \int_{\sigma_0^*}^{\sigma_0^*} f_2(\sigma^*) d\sigma^* = \int_{\sigma_0^*}^{\sigma_0^*} f_3(\sigma^*) d\sigma^* = 1, \quad (9.9)$$

где $\Delta\sigma^* = \sigma_k^* - \sigma_0^*$ – интервал распределения внутренних напряжений; будем считать приближенно, что $\Delta\sigma^*$ остается неизменным при объединении подсистем А и В при упорядочении.

Аппроксимируем зависимость истинных напряжений от истинных деформаций полиномом 2-й степени

$$\sigma(\varepsilon) = \sigma_{т0} + \alpha_1 \varepsilon + \alpha_2 \varepsilon^2.$$

Согласно (6.18) найдем функцию $f(\sigma^*)$:

$$f(\sigma^*) = -\frac{1+h}{E} \frac{d^2 \sigma}{d\varepsilon^2}$$

или

$$f(\sigma^*) = -\frac{2(1+h)}{E} \alpha_2 = H, \quad (9.10)$$

где h параметр упрочнения (см. раздел 6.3); $H = -\frac{2(1+h)}{E} \alpha_2$ – параметр прямоугольного распределения $f(\sigma^*)$.

Обозначим параметр распределения H_1 для $f_1(\sigma^*)$, H_2 – для $f_2(\sigma^*)$ и H_3 – для $f_3(\sigma^*)$.

Для прямоугольного распределения условие нормировки функции $f(\sigma^*)$ выглядит как

$$\int_{\sigma_0^*}^{\sigma_k^*} f(\sigma^*) d\sigma^* = H \Delta\sigma^* = 1. \quad (9.11)$$

Тогда, согласно (9.7) и (9.11),

$$H_1 \Delta\sigma^* + H_2 \Delta\sigma^* = H_3 \Delta\sigma^*,$$

или при $H_1 = H_2$

$$2H_1 = H_3. \quad (9.12)$$

Рассчитаем структурную энтропию системы в неупорядоченном и в упорядоченном состояниях. Для неупорядоченного:

$$\Delta S_{стр1} + \Delta S_{стр2} = 2\Delta S_{стр1} = -2R \int_{\sigma_0^*}^{\sigma_k^*} f_1(\sigma^*) \ln f_1(\sigma^*) d\sigma^* = -2RH_1 \ln H_1 \Delta\sigma^* = -2R \frac{H_3}{2} \ln \left(\frac{H_3}{2} \right) \Delta\sigma^*; \quad (9.13)$$

для упорядоченного:

$$\Delta S_{стр3} = -R \int_{\sigma_0^*}^{\sigma_k^*} f_3(\sigma^*) \ln f_3(\sigma^*) d\sigma^* = -RH_3 \ln H_3 \Delta\sigma^*. \quad (9.14)$$

С учетом условия нормировки (9.10) $H \Delta\sigma^* = 1$ можно получить (9.13) и (9.14) в виде:

$$\Delta S_{стр1} + \Delta S_{стр2} = -R \ln \frac{H_3}{2} = R(\ln 2 - \ln H_3), \quad (9.15)$$

$$\Delta S_{стр3} = -R \ln H_3. \quad (9.16)$$

В итоге получаем, что при упорядочении энтропия системы изменилась на величину

$$\Delta S_{упор} = \Delta S_{стр3} - (\Delta S_{стр1} + \Delta S_{стр2}) = -R \ln H_3 - R \ln 2 + R \ln H_3 = -R \ln 2. \quad (9.17)$$

Итак, при упорядочении энтропия системы уменьшилась на ту же величину, на которую увеличилась при смешении компонентов сплава A и B , т.е. на величину энтропии смешения $\Delta S_{\text{см}}$. Таким образом, упорядочение – это процесс, обратный разупорядочению при образовании сплава.

Рассчитаем теперь изменение энтропии при упорядочении с образованием металлического соединения A_2B .

Значение энтропии в исходном неупорядоченном состоянии

$$\Delta S_{\text{стр}1} + \Delta S_{\text{стр}2} = -R(H_1 \ln H_1 + H_2 \ln H_2) \Delta \sigma^*; \quad (9.18)$$

в упорядоченном

$$\Delta S_{\text{стр}3} = -R(H_3 \ln H_1) \Delta \sigma^*; \quad (9.19)$$

Считаем, что отношение плотностей распределения вероятностей пропорционально соотношению количества вещества (атомов) в подсистемах A_2B :

$$\frac{f_1(\sigma^*)}{f_2(\sigma^*)} = \frac{H_1}{H_2} = 2. \quad (9.20)$$

Тогда при $H_2 = \frac{H_1}{2}$ выражение (9.18) перепишем в виде

$$\Delta S_{\text{стр}1} + \Delta S_{\text{стр}2} = -R \left(H_1 \ln H_1 + \frac{H_1}{2} \ln \frac{H_1}{2} \right) \Delta \sigma^* = -R \Delta \sigma^* H_1 \left(\ln H_1 + \frac{1}{2} \ln \frac{H_1}{2} \right) = -R \left(\frac{3}{2} \ln H_1 - \frac{1}{2} \ln 2 \right),$$

поскольку $H_1 \Delta \sigma^* = 1$.

Из условия нормировки для прямоугольного распределения $H_1 \Delta \sigma^* + H_2 \Delta \sigma^* = H_3 \Delta \sigma^*$ при $H_2 = H_1/2$ получаем, что $H_3 = \frac{3}{2} H_1$.

Вычислим структурную энтропию системы в упорядоченном состоянии

$$\Delta S_{\text{стр}3} = -R \Delta \sigma^* H_3 \ln H_3 = -R \frac{3}{2} \ln \left(\frac{3}{2} H_1 \right).$$

Разность структурных энтропий в упорядоченном и неупорядоченном состояниях даст изменение энтропии при упорядочении:

$$\Delta S_{\text{упор}} = \Delta S_{\text{стр}3} - (\Delta S_{\text{стр}1} + \Delta S_{\text{стр}2}) = -R \frac{1}{2} \ln 2. \quad (9.21)$$

Выполнив аналогичные расчеты для соединений типа A_nB , получим соотношение

$$\Delta S_{\text{упор}} = -R \frac{1}{n} \ln n. \quad (9.22)$$

Графически зависимость изменения энтропии при упорядочении представлена на рис. 9.16. Как видно, наиболее сильное упорядочение происходит при образовании соединения

типа АВ. При уменьшении количества легирующего элемента (увеличении n) эффект структурообразования значительно снижается и при $n=100$ $\Delta S_{\text{упор}} = 0,38$ Дж/моль·К.

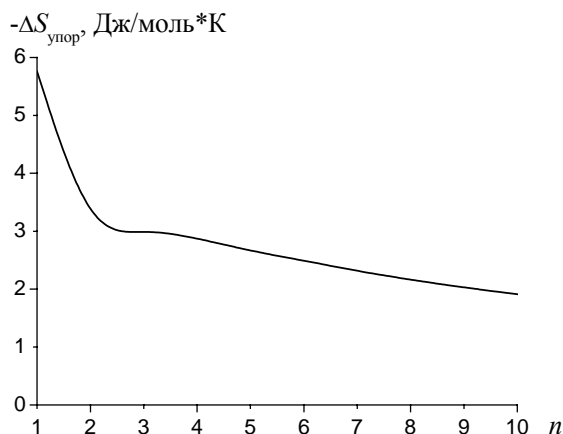


Рис. 9.16. Изменение энтропии при упорядочении и образовании металлического соединения типа A_nB в зависимости от значений n

Итак, если энтропия системы изменилась на величину $\Delta S_{\text{упор}}$ согласно (9.21), то согласно положениям главы 6, это соответствует упрочнению

$$\Delta \sigma_{\text{упор}} = \frac{DT_{\text{упор}}}{\mu} \Delta S_{\text{упор}} = -\frac{DRT_{\text{упор}}}{n\mu} \ln n, \quad (9.23)$$

где $\Delta \sigma_{\text{упор}}$ – упрочнение при температуре упорядочения $T_{\text{упор}}$, D и μ – плотность и молярная масса сплава.

Таким образом, при образовании промежуточных фаз переменного состава упорядочение, изменение структурной энтропии и упрочнение определяются стехиометрией соединений или содержанием легирующего элемента в фазе переменного состава. Если упорядочение происходит в сплаве, содержащем, например, 25 ат. % элемента В, то для расчета $\Delta S_{\text{упор}}$ по (9.22) следует использовать формулу соединения AB_3 .

Напряжения, возникающие при упорядочении (9.23), зависят от температуры по тому же закону, что и все внутренние напряжения в соответствии с (6.43)

$$\Delta \sigma_{\text{упор } 0} = \Delta \sigma_{\text{упор}} \left(\frac{E_i}{E_{\text{упор}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} = -\frac{DRT_{\text{упор}}}{n\mu} \ln n \left(\frac{E_i}{E_{\text{упор}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}}. \quad (9.24)$$

Например, если упорядочение по типу AB_2 происходит при $T=700$ К, а отношение модулей упругости при комнатной температуре и температуре упорядочения составляет $E_0/E_{\text{упор}}=1,25$, коэффициент аппроксимации $\beta=0,5$, плотность сплава $D=8,4 \cdot 10^3$ кг/м³, молярная масса $\mu=64 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, то эффект упрочнения от упорядочения сплава при комнатной температуре составит, согласно (9.24), ~ 410 МПа.

Выводы. 1. Упорядочение в сплавах сопровождается повышением упругой энергии системы за счет дополнительного структурирования. Это приводит к упрочнению, которое возникает в сплаве при температуре упорядочения и растет при охлаждении, как и другие внутренние напряжения.

2. Упрочнение при упорядочении зависит от стехиометрии образующегося металлического соединения, а также от молярной доли упорядоченного сплава.

3. Упрочнение при упорядочении может быть настолько велико, что может привести к переходу сплава в хрупкое состояние.

9.6. ЭНЕРГЕТИКА УПОРЯДОЧЕНИЯ. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА

Итак, мы установили, что внутренние напряжения и упругая энергия системы при упорядочении возрастают по сравнению с неупорядоченным состоянием. Тогда в чем состоит выигрыш энергии, разрешающий упорядочение и повышение внутренних напряжений в системе? Постараемся разрешить этот вопрос.

Прежде всего заметим, что упорядочение и появление сверхструктуры в одних сплавах сопровождается тепловым эффектом и изменением объема, а в других это превращение происходит без изменения объема и теплового эффекта. Первый тип превращений назван фазовым *переходом первого рода*, а второй тип – *переходом второго рода*. Примерами переходов (или превращений) первого рода являются аллотропические превращения, рассмотренные в главе 8 превращения в системе железо-углерод и другие. К числу переходов второго рода относится, например, превращение ферромагнетиков в точке Кюри, переход в сверхпроводящее состояние.

Может сложиться ошибочное представление, что превращения второго рода не сопровождаются изменением энергии, а принцип минимума энергии к ним неприменим. Однако тщательные исследования, в первую очередь теоретические, показали, что при фазовых превращениях второго рода происходит изменение электронного состояния системы.

Наиболее удовлетворительная из имеющихся к настоящему времени теоретических интерпретаций упорядочения состоит в том, что сверхструктуры при превращениях второго рода возникают, видимо, вследствие сложного взаимодействия между поверхностью Ферми и зоной Бриллюэна, связанного с изменением состояния свободных электронов. Упорядочение второго рода возможно для сплавов типа β -латуни CuZn, гейслеровых сплавах типа Cu₂AlMn и в сплаве Fe₃Al. Упорядочение путем перехода I рода происходит для сплавов CuAu, фаз Лавеса типа MgCu₂ и многих других сплавах. В некоторых сплавах проявляются признаки переходов I и II родов.

Если рассматривать фазовые переходы второго рода в электронных соединениях, то прежде всего нужно отметить, что электронные соединения в химическом плане не являются соединениями и могут существовать в довольно широком интервале концентраций легирующего элемента. Как мы указывали ранее, Юм-Розери в 30-е годы XX столетия заметил, что стабильность этих фаз связана с соотношением между числом валентных электронов и числом атомов, равным 1,5. В системе Cu-Zn такому соотношению отвечает β -латунь. Кроме β -фазы в той же системе существует γ -латуни (соотношение электронов и атомов 1,62) и ϵ -латуни (соотношение электронов и атомов 1,75), которые также являются электронными соединениями.

Предельные составы электронных соединений в неупорядоченном состоянии отвечают заполнению первой зоны «дозволенной энергии» (зоны Бриллюэна), что является своеобразной аналогией насыщения валентных связей при химических реакциях []. В связи с этим при упорядочении можно ожидать изменения величины тех же дополнительных межатомных связей. Напомним, что, согласно положениям главы 1, валентность и величина энергии межатомной связи на макроскопическом уровне характеризуется модулем упругости металла.

Итак, наши рассуждения позволяют прийти к заключению, что при упорядочении сплавов следует ожидать изменения объема системы за счет перекомпоновки ионов различного размера и формы при фазовых переходах первого рода и (или) изменения модуля упругости и энергии межатомных связей за счет перемены состояния свободных электронов при переходе II рода. Естественно, что перекомпоновка электронов, практически равноправных ионам по участию в организации межатомных связей, на макроскопическом уровне не может заметно отразиться на изменении объема системы.

Рассмотрим изменение энергии системы при упорядочении. В разделе 6.3, см. соотношение (6.22), мы показали, что при постоянной температуре изменение энергии в системе произвольной массы $m = \frac{Dv}{\mu}$, в том числе и при упорядочении, может быть записано в виде

$$\Delta W = A + \frac{DvT}{\mu} \Delta S_{\text{упор}} = \Delta \sigma v + \sigma \Delta v - \frac{Dv}{\mu} T \Delta S_{\text{упор}}, \quad (9.25)$$

где $A = \Delta \sigma v + \sigma \Delta v$ – работа; $\Delta \sigma$ – изменение напряжений; Δv – изменение объема системы; D и μ – плотность и молярная масса системы.

Если считать, что в кристаллической решетке атомы стянуты силами межатомного взаимодействия, то в качестве напряжений σ в (9.25) выступают напряжения, численно равные модулю упругости, $\sigma \equiv E$, см. материалы главы 1. Тогда, полагая, что упорядочение происходит при отсутствии внешних напряжений, изменение напряжений в системе соответствует изменению модуля упругости, $\Delta \sigma \equiv \Delta E$. Тогда (9.25) перепишем в виде

$$\Delta W = A + \frac{DvT}{\mu} \Delta S_{\text{упор}} = \Delta E v + E \Delta v - \frac{Dv}{\mu} T \Delta S_{\text{упор}},$$

Для оценки энергетической выгодности превращения используем соотношение Гельмгольца $\Delta \sigma = -\frac{\partial(\Delta W)}{\partial v} \geq 0$. Тогда упорядочение будет выгодно при выполнении условия

$$\Delta E + E \varepsilon_{\text{об}} \leq \Delta \sigma_{\text{упор}}, \quad (9.26)$$

или

$$\frac{\Delta E}{E} + \varepsilon_{\text{об}} \leq \varepsilon_{\text{упор}}, \quad (9.27)$$

где $\varepsilon_{об} = dv/v$ – относительное изменение объема при упорядочении за счет перекомпоновки атомов; $\frac{\Delta E}{E}$ – относительное изменение модуля упругости при упорядочении; $\varepsilon_{упор} = \frac{\Delta \sigma_{упор}}{E}$ – объемная деформация, связанная с появлением внутренних напряжений $\Delta \sigma_{упор}$ при упорядочении.

Поскольку упрочнение – повышение неравновесности системы, то, согласно положениям главы 6, $\Delta \sigma_{упор}$ – величина отрицательная. Следовательно, согласно (9.27), упорядочение в системе возможно, если объемная деформация $\varepsilon_{упор}$ компенсируется или уменьшением объема системы или ослаблением энергии межатомного взаимодействия, т.е. уменьшением модуля упругости $\frac{\Delta E}{E}$. Первое слагаемое (9.27), таким образом, характеризует возможность фазового превращения II рода, а второе слагаемое – возможность превращения I рода.

Следует ожидать, что в общем случае при упорядочении сплавов должны проявляться в большей или меньшей степени признаки превращений I и II рода, о чем мы указывали ранее.

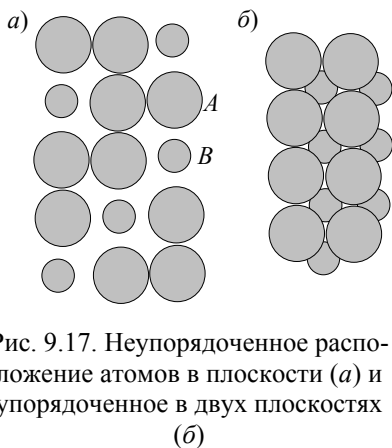


Рис. 9.17. Неупорядоченное расположение атомов в плоскости (а) и упорядоченное в двух плоскостях (б)

Для подтверждения полученного вывода рассмотрим систему, состоящую из шариков-атомов А и В различного размера, которые расположены в узлах кристаллической решетки, рис. 9.17. Пусть в этой системе происходит превращение I рода, которое сопровождается изменением объема, а заметного изменения модуля упругости не происходит. На рис. 9.17,а атомы расположены неупорядочено, и межплоскостное расстояние, а вместе с ним и объем системы, превышают

межатомное расстояние и объем на рис. 9.17,б, где расположение атомов упорядоченно, например, по типу CsCl.

Тогда относительное изменение объема при упорядочении

$$\frac{\Delta v}{v} \leq \frac{\Delta \sigma_{упор}}{E}, \quad (9.28)$$

Рассмотрим упрочнение при отношении компонентов сплава 50%×50%, т.е. при образовании структуры типа АВ. Согласно рис. 9.16, изменение энтропии при подобном упорядочении составляет $-5,76$ Дж/моль·К. Тогда при температуре упорядочения, например, 727 К

$$\Delta \sigma_{упор} = \frac{DT}{\mu} \Delta S_{упор} = \frac{8 \cdot 700}{64} \cdot 10^6 \cdot (-5,76) \approx -500 \text{ МПа}.$$

При температуре упорядочения модуль упругости $E=80$ ГПа. Тогда для данного сплава упорядочение должно быть энергетически выгодно, если объем системы уменьшается на

$\Delta v/v=0,625\%$. Такие изменения объема при упорядочении наблюдаются часто. Например, для сплава CuAu, упорядочение в котором изучено достаточно хорошо, после упорядочения атомные плоскости (002) в ГЦК решетке содержат переменнно либо атомы меди, либо атомы золота, т.е. наблюдается картина, аналогичная представленной на рис. 9.17. Вследствие этого в направлении c решетка сжимается, и структура оказывается тетрагональной границентрированной с отношением осей $c/a= 0,92$.

Рассмотрим превращение II рода. Если при тех же условиях $\Delta\sigma_{\text{упор}}= 500$ МПа, а модуль упругости $E= 80$ ГПа, то упорядочение должно сопровождаться уменьшением модуля упругости не менее, чем на 500 МПа, т.е. на 0,625 %. К сожалению, современные методики не позволяют выполнить измерение модуля упругости с такой точностью.

Выводы: 1. Упорядочение в сплавах имеет энергетический барьер, поскольку при упорядочении возрастает упругая энергия, обусловленная изменением структуры сплава.

2. Упорядочение, как превращение I рода, энергетически выгодно при уменьшении объема системы – атомы А и В большого и малого размеров должны быть наиболее плотно упакованы.

3. Упорядочение будет тем выгоднее, чем больше разность объемов, занимаемых атомами компонентов сплава в кристаллической решетке. Это согласуется правилом Юм-Розери, которое говорит о том, что чем более изоморфны кристаллические решетки металлов, тем выше их растворимость и, естественно, *чем больше различие в атомных объемах компонентов сплава, тем больше склонность сплава к упорядочению.*

4. Упорядочение, как фазовый переход II рода, должен сопровождаться ослаблением межатомных связей, что отражается на величине модуля упругости. Это условие в достаточной степени очевидно – чтобы компенсировать увеличение упругой энергии при возникновении напряжений $\Delta\sigma_{\text{упор}}$, нужно модуль упругости и тем самым снять упругие напряжения $\sigma = E\varepsilon$ за счет перекачки электронов из одной энергетической зоны в другую.

9.7. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ОГРАНИЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

Рассмотрим диаграмму Cu-Zn, рис. 9.18 и особенности пластической деформации сплавов меди с цинком – латуней. Эти сплавы давно известны и широко используются в промышленности.

Как видно по фазовой диаграмме, в системе существует последовательный ряд фаз с широкими интервалами растворимости:

- α -ограниченный твердый раствор, обогащенный медью и имеющий ГЦК решетку; область гомогенности простирается от 0 до 30 ат.% цинка;

- β -фаза (неупорядоченный твердый раствор на основе ОЦК решетки, интервал гомогенности от 36 до 55 ат. % Zn; ниже температуры 454°C сплав упорядочивается по типу CsCl (β');

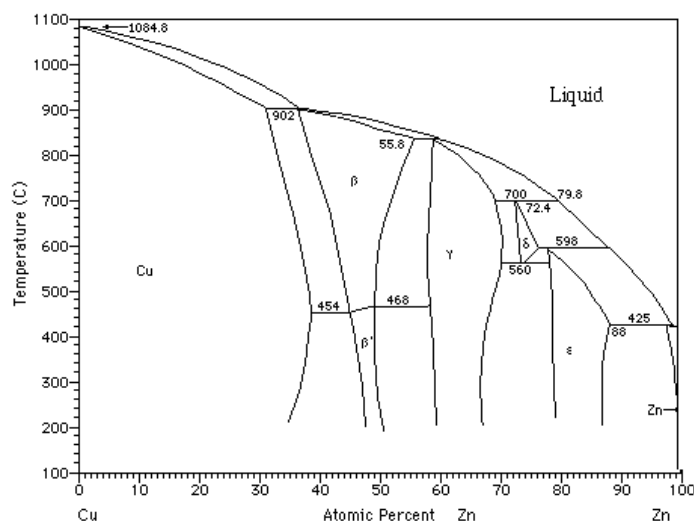


Рис. 9.18. Фазовая диаграмма системы медь-цинк

- γ -фаза, сложная кубическая (52 атома на ячейку), однородные твердые растворы существуют от 57 до 70 ат.% Zn;
- δ -фаза (сложная кубическая высокотемпературная фаза с большим количеством вакансий), существует в интервале от 73 до 76 ат.% Zn;
- ϵ -фаза на основе ГПЦ решетки с соотношением осей $c/a=1,58$, интервал гомогенности 78÷80 ат. % Zn;
- η -ограниченный твердый раствор, обогащенный цинком на основе ГПУ решетки с соотношением осей $c/a=1,7\div 1,85$; существует в интервале от 97 до 100 ат. % Zn.

При быстром охлаждении β' -фазы происходит мартенситное превращение $\beta' \rightarrow \beta'_1$. При медленном охлаждении или отпуске мартенсита β' распадается по эвтектоидной реакции $\beta'_1 \rightarrow \alpha + \gamma$ при температуре менее 255°C.

Практический интерес представляют сплавы с содержанием Zn до 50 ат. %. Сплавы на основе цинка на практике используются мало из-за своей хрупкости и малой пластичности.

Оценка пластичности сплавов Cu-Zn на медной основе при помощи фазовой диаграммы позволяет сделать заключение о том, что, безусловно, наиболее удобным для деформирования является α -твердый раствор в неупорядоченном состоянии. Все α -сплавы Cu-Zn (α -латуни) хорошо обрабатываются давлением как в горячем, так и в холодном состоянии. На рис. 9.19 представлено изменение свойств сплавов системы Cu-Zn в зависимости от содержания цинка.

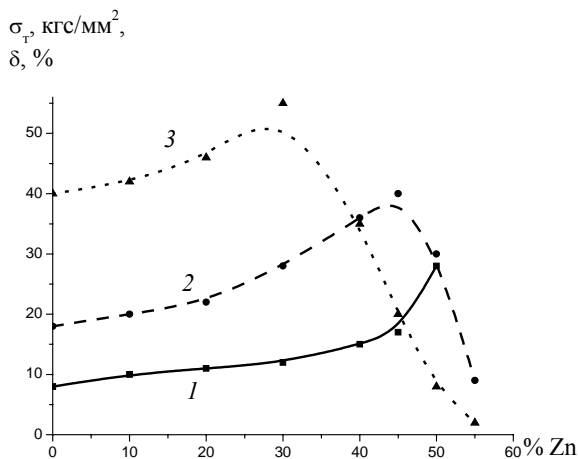


Рис. 9.19. Зависимость свойств латуни от содержания цинка:
1 — предел текучести; 2 — предел прочности;
3 — пластичность

это явление рассмотрено в [1].

Цинковая половина диаграммы состояния Cu-Zn может быть рассмотрена аналогично медной половине. Отличие состоит лишь в том, что при увеличении содержания цинка значительно снижается поверхностная энергия γ_s ; удельная энергия межзеренных границ γ'_s , определяющая прочность сплава при испытаниях на растяжение.

Аналогично диаграмме Cu-Zn выглядит диаграмма состояния Cu-Al. На основе этой композиции создан целый класс широко распространенных алюминиевых бронз. Напомним, что латунями называют сплавы меди с цинком, а бронзами — сплавы меди с другими элементами. Отличие диаграммы Cu-Al со стороны меди от диаграммы Cu-Zn состоит в основном в меньшей предельной растворимости алюминия по сравнению с цинком в меди. Аналогичным образом выглядит и зависимость изменения механических свойств бронзы от содержания алюминия.

В системе медь-бериллий, рис. 9.20, максимальная растворимость легирующего элемента (бериллия) еще ниже. Как мы уже упоминали, наибольшей пластичностью сплав обладает в состоянии неупорядоченного твердого раствора, в данном случае — в состоянии α -фазы. При понижении температуры из твердого раствора выделяется упрочняющая β'_1 -фаза Cu_2Be , приводящая к значительному упрочнению — повышению твердости, предела текучести, предела прочности сплава. Деформировать в таком состоянии металл невыгодно как с позиций технологичности (низкая пластичность), так и с позиций экономичности (высокое сопротивление деформации, усилие и момент прокатки, приводящие к высоким энергозатратам).

При высоких температурах β -фаза имеет неупорядоченное расположение атомов и широкую область гомогенности. В этом состоянии β -фаза пластична. После упорядочения при понижении температуры $\beta \rightarrow \beta'$ сплав становится твердым и хрупким, пластичность резко падает, а сопротивление деформации возрастает. Предел прочности достигает максимального значения при содержании цинка ~45 %, после чего вновь падает. Причиной этого падения может быть рост внутренних напряжений и переход металла в хрупкое состояние. Более подробно

Если химический состав сплава находится на границе растворимости легирующего элемента, а выделяющаяся при низких температурах фаза приводит к сильному упрочнению, как, например, для системы Cu-Be или Cu-Cr (хромовые бронзы), то для повышения пластичности и снижения сопротивления деформации *выполняют закалку*. В данном случае при нагревании до температур однофазного неупорядоченного твердого раствора α избыточная фаза растворяется в металле-растворителе. После выдержки, обеспечивающей полное растворение упрочняющей фазы, металл быстро охлаждают до комнатной температуры. При этом в сплаве фиксируется состояние неупорядоченного пересыщенного твердого раствора.

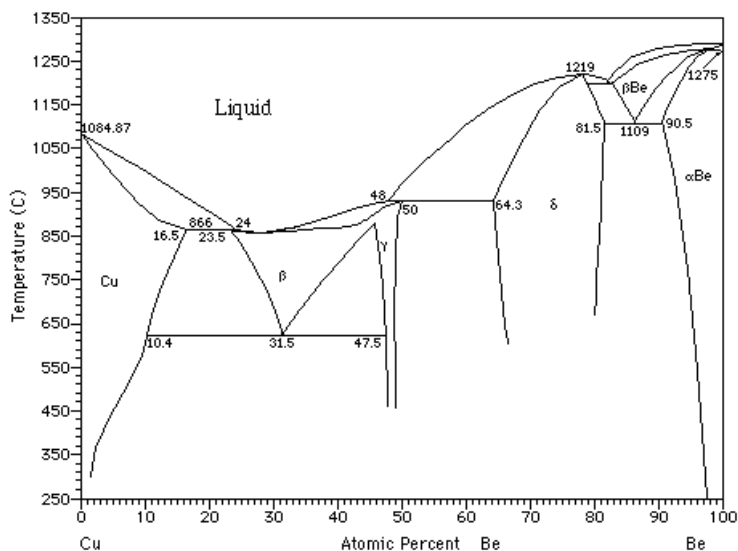


Рис. 9.20. Фазовая диаграмма медь-бериллий

В этом состоянии металл деформируют в холодном состоянии и получают, например, ленту, фольгу или проволоку. Если этим изделиям нужно придать более высокую прочность, то выполняют термическую обработку, которую называют *старением*. При этом из пересыщенного твердого раствора выделяется упрочняющая фаза, например, Cu_2Be в системе Cu-Be или CuCr в системе Cu-Cr.

9.8. ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ СПЛАВА ПРИ СТАРЕНИИ

9.8.1. Общие положения

Как известно, *старение металлов* – это термическая обработка, при которой в сплаве, подвергнутом закалке без полиморфного превращения, главным процессом является распад пересыщенного твердого раствора. Если старение происходит самопроизвольно при комнатной температуре, такой процесс называют *естественным старением*; если оно происходит при повышенных температурах – искусственным старением. Процессы распада твердого раствора исследованы экспериментально, обоснованы теоретически, в том числе им дана термодинамическая интерпретация []. Однако остается невыясненным основной вопрос –

какие причины заставляют систему при распаде переходить в более невыгодное энергетически упрочненное состояние – при старении предел текучести, предел прочности и твердость возрастают, а пластичность падает по сравнению с закаленным состоянием.

Рассмотрим старение на примере системы Cu-Be, на основе которой созданы бериллиевые бронзы, обладающие прекрасным сочетанием механических, физико-химических и антифрикционных свойств. По диаграмме состояния, см. рис. 9.20, видно, что медь с бериллием образует ряд твердых растворов. Область твердого раствора α при температуре 866 °С достигает 2,7 мас. % (16,5 ат.%). По некоторым другим данным растворимость Be в Cu не превышает 2,1 мас.%. С понижением температуры граница растворимости в области α довольно резко снижается в сторону меди.

При температуре эвтектоидного превращения 608 °С растворимость бериллия составляет 1,55 мас.% (10,4 ат.%) и понижается до 0,2 мас.% при $T=300$ °С. Такое изменение концентрации легирующего элемента от температуры свидетельствует о возможности управления свойствами сплава за счет операций термообработки – закалки и отпуска (старения).

В результате эвтектоидного превращения β -фазы ниже 608 °С образуется эвтектоид $\alpha+\gamma$. Фаза α имеет ГЦК решетку, параметр которой уменьшается с увеличением концентрации бериллия. Фаза β , как и в системе Cu-Zn, Cu-Al имеет ОЦК решетку с неупорядоченным расположением атомов. Кристаллическая структура β' -фазы отличается от β -фазы упорядоченным расположением атомов бериллия по типу Cu_2Be .

Для повышения пластичности бериллиевых бронз с содержанием бериллия до 2,5 мас.% проводят закалку от температуры 750÷790°С с охлаждением в воде. При этом сплав имеет структуру пересыщенного твердого раствора с ГЦК решеткой. На рис. 9.21 представлена зависимость свойств бериллиевой бронзы от степени деформации. Видно, что металл в недеформированном состоянии имеет высокую пластичность и относительно невысокий предел текучести (150÷180 МПа), который возрастает до 850÷880 МПа после старения при 300 °С.

В закаленном состоянии возможна пластическая деформация сплава с большими степенями деформации как для изменения геометрических размеров (толщины, ширины, длины), так и геометрической формы (например, закручивание ленты или проволоки в пружину). После старения пружина сохраняет заданную форму, приобретает высокие пределы упругости, текучести, твердость. Зависимость твердости от времени старения для бериллиевой бронзы представлена на рис. 9.22. По графику видно, что с течением времени старения твердость сплава сначала значительно возрастает, а затем медленно понижается. Уменьшение твердости сплава при больших временах выдержки при старении называется *перестариванием*.

Наиболее активно процессы изменения свойств развиваются на начальной стадии процесса. При этом происходят структурные превращения, обуславливающие изменение свойств сплава.

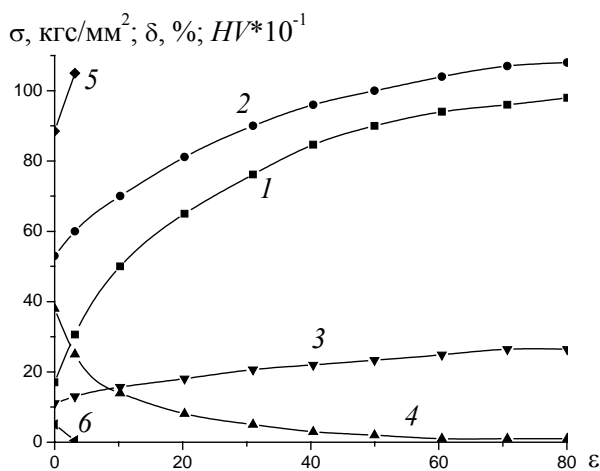


Рис. 9.21. Зависимость свойств бериллиевой бронзы Бр.Б2,5 от степени деформации при прокатке после закалки: 1 — σ_{005} ; 2 — σ_v ; 3 — HV ; 4 — δ ; после старения при 300°C в течение 2 часов: 5 — σ_{005} ; 6 — δ — после старения

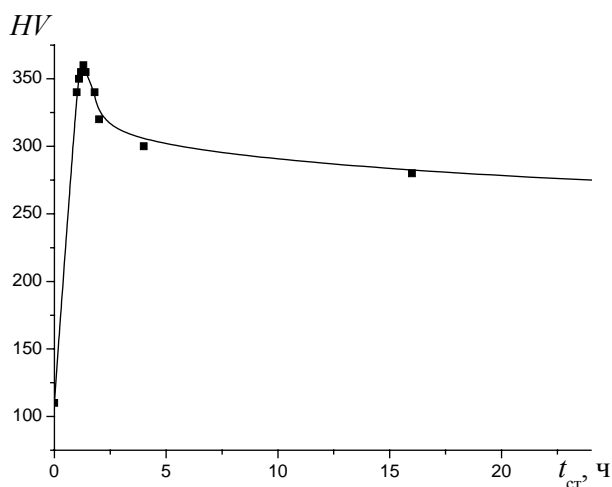


Рис. 9.22. Зависимость твердости бериллиевой бронзы Бр.Б2,5 от времени старения при температуре 300 °C

9.8.2. Структурные изменения при старении сплава

Распад пересыщенного твердого раствора обычно начинается с образования *кластеров* — скоплений атомов легирующего элемента. В начальной стадии старения размер кластеров мал, и они обнаруживаются только при измерении электросопротивления образцов сплава. При увеличении времени старения кластеры достигают таких размеров, которые дают дифракционные эффекты на рентгенограммах монокристаллов и электронограммах фольг. Кластеры, наблюдаемые структурными методами, называются зонами Гинье-Престона (зоны ГП). Они имеют кристаллическую решетку матричного твердого раствора. Считается, что различие в размерах атомов основного и легирующего элементов вызывает локальное изменение межплоскостных расстояний, т.е. вызывает появление внутренних напряжений.

Форма кластеров, которые со временем превращаются в выделения второй фазы, бывает плоской (в виде дисков), сферической, в виде игл. Форма выделений может изменяться во времени и зависит от механизма распада пересыщенного раствора.

Существует классификация *механизмов распада* пересыщенного твердого раствора при старении. Их различают по характеру изменения концентрации легирующего элемента и по характеру образования выделений второй фазы в объеме металла.

По характеру изменения концентрации легирующего элемента различают:

1. *Образование и рост центров выделений второй фазы.* Это традиционная модель, которую используют для описания различных процессов – рекристаллизации, распада аустенита в сталях, при выделении второй фазы при старении. Согласно этому механизму вторая фаза возникает на молекулярном уровне и сразу имеет стехиометрию соединения. С течением времени к ней присоединяются другие атомы легирующего элемента, диффундирующие из объема сплава под действием движущих сил процесса.

2. *Спинодальный распад.* Согласно этой модели в объеме сплава возникают концентрационные флуктуации, на основе которых со временем образуются выделения второй фазы. Атомы легирующего элемента перераспределяются: от изначально равномерного распределения в одних микрообъемах концентрация увеличивается, а в других уменьшается. Такое перераспределение легирующего элемента продолжается до тех пор, пока в местах выделения второй фазы концентрация легирующего элемента не достигнет стехиометрического соотношения атомов основного и легирующего элементов (или атомов легирующих элементов в многокомпонентных системах). Поскольку флуктуация представляет собой вероятность реализации некоторого состояния системы, (см. главу 2), то можно, как обычно, ожидать пространственной регулярности этих флуктуаций. Следовательно, выделение второй фазы в объеме сплава должно быть в значительной степени равномерным.

По характеру образования выделений в объеме сплава различают:

1. *Непрерывный распад* – практически во всем объеме зерна или поликристалла в целом возникает множество микрообъемов, в которых выделяется вторая фаза либо путем зарождения и роста центров, либо путем спинодального распада.

2. *Прерывистый распад* – образование выделений второй фазы (или предвыделений на уровне зон ГП) происходит в ограниченном числе участков объема, а процесс распада пересыщенного твердого раствора осуществляется за счет перемещения достаточно хорошо выраженной границы «двухфазная зона – пересыщенный твердый раствор». Для этого механизма может быть проведена аналогия с движением границы «деформированный металл – рекристаллизованный металл» при рекристаллизации, см. главу 7. Термин *прерывистый распад* принят в связи с тем, что при переходе через такую границу распад резко обрывается (прерывается).

Выделение второй (избыточной) фазы из твердого раствора может проходить через ряд последовательных стадий, на каждой из которых из твердого раствора выделяется так называемая *промежуточная фаза*. Промежуточная фаза имеет определенную концентрацию легирующего элемента, и ее структура с большей или меньшей степенью приближения может быть идентифицирована. Например, старение в системе Al-Cu с содержанием меди ~3% по-

сле закалки претерпевает следующие стадии: пересыщенный неупорядоченный твердый раствор $\rightarrow \theta'' \rightarrow \theta' \rightarrow \theta$ (CuAl_2).

Таким образом, процесс заканчивается выделением стабильного металлического соединения CuAl_2 , имеющего тетрагональную решетку с периодами $a=6,07 \cdot 10^{-10}$ м, $c=4,87 \cdot 10^{-10}$ м, см. рис. 9.14. Границы раздела θ -фазы с матрицей некогерентные.

Как принято считать, метастабильная θ'' -фаза имеет полностью когерентные границы, рис. 9.23, и тетрагональную решетку. Состав этой фазы соответствует соединению CuAl_2 . Отличие θ -фазы от θ'' состоит в различном характере расположения атомов Cu и Al в кристаллической решетке. Параметры решетки θ'' -фазы: $a=4,04 \cdot 10^{-10}$ м, $c=7,68 \cdot 10^{-10}$ м.

Промежуточная θ' -фаза также имеет тетрагональную решетку, но с периодами

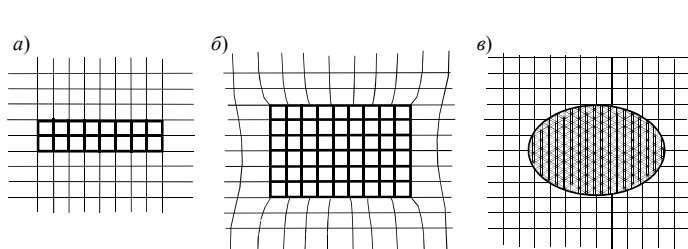


Рис. 9.23. Схема строения сплава с полностью когерентным (а), частично когерентным (б) и некогерентным (в) включениями

$a=4,04 \cdot 10^{-10}$ м, $c=5,8 \cdot 10^{-10}$ м и отличается от θ'' и θ характером упаковки атомов, т.е. упорядочением. Эта фаза имеет, как принято считать, частично когерентные границы с матрицей, см. рис. 9.23.

Итак, процесс распада пересыщенного твердого раствора представляет

собой одно- или многостадийный процесс упорядочения твердого раствора, происходящий за счет локализации легирующего элемента в микрообъемах до концентраций, отвечающих стехиометрии металлических соединений типа A_nB_m или фаз переменного состава.

9.8.3. Движущие силы и изменение свойств сплава при старении

Повышение прочностных свойств сплава – твердости, предела текучести, предела прочности, происходящее за счет выделения из пересыщенного твердого раствора высокодисперсных частиц второй фазы, часто называют *дисперсионным твердением*.

Считается, что упрочнение сплава, произошедшее в результате дисперсионного твердения, обусловлено дислокационными механизмами – огибанием или рассечением включений. Эти механизмы показывают, что упрочнение пропорционально дисперсности и объемной доле включений. Поскольку размер выделений второй фазы при старении составляет единицы, десятки и редко сотни нанометров, то упрочнение за счет дисперсионного твердения может быть очень велико даже при малых концентрациях легирующего элемента.

Рентгеновские методы исследования, при которых никаких дислокационных взаимодействий в металле не происходит, также показывают, что дисперсионное твердение вызывает повышение внутренних напряжений. Это говорит о том, что выделения второй фазы сами по себе создают поля упругих напряжений, упрочняющих металл.

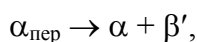
Вернемся к системе Cu-Be и проанализируем изменение свойств данного сплава во время старения.

Заметим, что если бы движущими силами старения были бы «химические» напряжения от не успевшей произойти за время охлаждения реакции образования соединения A_mB_n , например Cu_2Be , то процесс закалки твердого неупорядоченного α раствора должен был бы привести к упрочнению сплава. Подобный случай мы рассмотрели в главе 8 при расчете напряжений в переохлажденном аустените в углеродистых сталях.

Однако, при закалке сплава с ограниченной растворимостью легирующего элемента упрочнения не происходит. Наоборот, в отличие от отпуска мартенсита в закаленных сталях, упрочнение достигается только при нагревании (или выдержке при комнатной температуре для сплавов с низкой температурой плавления). При увеличении времени старения упрочнение уменьшается, см. рис. 9.22.

Каковы же движущие силы старения и изменения свойств сплава при распаде пересыщенного твердого раствора? Внешние впечатления от наблюдения этого процесса таковы, что, как и при упорядочении, вопреки принципу минимума энергии металл самопроизвольно переходит в состояние с высоким уровнем упругой энергии, с высоким упрочнением, т.е. самопроизвольно переходит в более неравновесное состояние по сравнению с исходным закаленным. Следовательно, должны существовать дополнительные факторы, которые делают процесс дисперсионного твердения энергетически выгодным.

Анализ выполним на примере бронзы Cu-2,5 мас.% Be, см. рис. 9.20. Для этого состава после закалки от $750\div 790^\circ\text{C}$ в воду можно зафиксировать пересыщенный твердый раствор бериллия в меди. При старении, например, при $T=300^\circ\text{C}$ протекает реакция []:



где β' – упорядоченный твердый раствор.

При рассмотрении упорядочения сплавов мы отмечали, что критические скорости охлаждения, выше которых происходит упорядочение, различны для разных сплавов. Например, в сплавах Cu-Zn, Cu-Al упорядочение $\beta \rightarrow \beta'$ предотвратить не удастся даже при очень больших скоростях охлаждения¹. Упорядочение – диффузионный процесс, обусловленный, очевидно, скоростью миграции наиболее медленных атомов. Можно достаточно уверенно сказать, что скорость направленного движения более медленного (более тугоплавкого) металла экспоненциально ниже, чем скорость более легкоплавкого в одном и том же металле-растворителе. Поэтому можно ожидать, что скорость миграции бериллия в меди значительно ниже, чем скорости цинка и алюминия. Вместе с этим и скорость упорядочения в системе

¹ Интересно, что в системе Al-Cu, в которой легирующим элементом является более тугоплавкая медь, упорядочение при быстром охлаждении происходит не успевает, а развивается лишь при старении.

Cu-Be значительно ниже, чем в системах Cu-Zn и Cu-Al. Это, очевидно, позволяет при помощи закалки фиксировать пересыщенный неупорядоченный твердый раствор бериллия в меди. При комнатной температуре скорость диффузии бериллия в меди мала, поэтому пересыщенный твердый раствор этого сплава может существовать достаточно долго. Однако первые признаки появления кластеров могут наблюдаться непосредственно после закалки [].

Итак, выделим причины, по которым при закалке сплава с ограниченной растворимостью легирующего элемента упорядочения *может не происходить*:

- главной причиной может быть малая концентрация легирующего элемента, из-за которой не обеспечивается достаточное уменьшение объема, которое дает выигрыш в энергии, т.е. не обеспечивается энергетическое условие протекания упорядочения (9.27);
- медленная диффузионная перестройка атомов легирующего элемента.

При длительных выдержках сплава при повышенных температурах, при которых диффузионные процессы протекают достаточно активно, происходит перераспределение медленного легирующего элемента. При этом его *локальная* концентрация в объемах превыведений может достигать значений, достаточных для упорядочения компоновки атомов с локальным уменьшением объема. Последовательная перекомпоновка атомов основного и легирующего элементов, обеспечивающая минимум энергии (минимум объема) и упрочнение, характерное для упорядочения по различному типу, приводит к экспериментально наблюдаемой стадийности процесса дисперсионного твердения и постепенному ограничению выделения новой межфазной границей.

Следовательно, основной причиной упрочнения при старении можно считать перераспределение легирующих элементов и локальное упорядочение твердого раствора с образованием металлических соединений типа AB_n , которое развивается во времени при температурах отпуска.

Если принять модель старения как «отложенного во времени» упорядочения, то проще всего выполнить оценку изменения свойств сплава при старении при помощи (9.28) по изменению объема сплава. По литературным данным известно (см., например, [Смирягин А.П., Смирягина Н.А., Белова А.П. Промышленные цветные металлы и сплавы. М.: Металлургия, 1974. 488 с.]), что при дисперсионном твердении бериллиевых бронз происходит уменьшение объема и увеличение плотности на 0,6 %. Если модуль упругости бронзы $E=122$ ГПа, то, согласно (9.28),

$$\Delta\sigma_{\text{упор}} = E \frac{\Delta v}{v} = 122 \cdot 10^3 \cdot 0,006 = 750 \text{ МПа.}$$

Это практически точно совпадает с экспериментальными данными по изменению предела текучести бериллиевой бронзы во время старения при содержании бериллия $2\div 2,5\%$ (см. рис. 9.21).

Приблизительно такую же величину упрочнения можно было бы получить, если бы в сплаве произошло упорядочение во время закалки с образованием соединения AB_5 при концентрации бериллия $16,5\text{ ат. \%}$. Если для сплава плотность $D=8,9\cdot 10^3\text{ кг/м}^3$, молярная масса $\mu=63\cdot 10^{-3}\text{ кг/моль}$, отношение модулей упругости при комнатной температуре и температуре упорядочения $E_0/E_{\text{упор}} = \frac{122}{95} \approx 1,284$, то, согласно (9.23),

$$\Delta\sigma_{\text{упор } 0} = \Delta\sigma_{\text{упор}} \left(\frac{E_i}{E_{\text{упор}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} = -\frac{DRT}{\mu} \frac{1}{5} \ln 5 \left(\frac{E_i}{E_{\text{упор}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} = -\frac{8,9\cdot 8,31\cdot 881}{63\cdot 5} \cdot 10^6 \cdot 1,61 \cdot 1,284^{\frac{1}{1-0,676}} = 720\text{ МПа}.$$

Видно, что выполненные нами оценочные расчеты изменения свойств бериллиевой бронзы по изменению ее объема и по изменению энтропии при упорядочении дают практически одинаковые результаты, совпадающие с наблюдаемыми на практике. Снижение прочностных свойств сплава при перестаривании обусловлено в значительной степени изменением характера упорядочения и протекания реакции $\beta' \rightarrow \gamma$ с изменением пространственной конфигурации упрочненных зон. Это явление мы рассмотрели в разделе 9.6.

Оценим изменение свойств алюминиевого сплава $Al - 3\text{ ат. \% Cu}$ во время старения при помощи (9.23). Упорядочение в данном сплаве при охлаждении и образовании θ' фазы должно происходить при $T=823\text{ К}$ ($550\text{ }^\circ\text{C}$). Примем для данного сплава плотность $D=2,7\cdot 10^3\text{ кг/м}^3$, молярную массу $\mu=27\cdot 10^{-3}\text{ кг/моль}$. Пусть первоначально упорядочение развивается во всем объеме металла с образованием соединения $Al_{97}Cu_3$ или приближенно $Al_{33}Cu$. Тогда упрочнение такого сплава

$$\Delta\sigma_{\text{упор } 1} = \frac{DT_{\text{упор}}R}{n\mu} \ln n = \frac{2,7\cdot 823\cdot 8,31}{33\cdot 27} \cdot 10^6 \ln 33 = 72,4\text{ МПа}.$$

При отношении модулей упругости при комнатной температуре и температуре упорядочения $E_0/E_{\text{упор}}=1,35$ и коэффициенте аппроксимации $\beta=0,4$ упрочнение при старении сплава $Al - 3\text{ ат. \% Cu}$ даст эффект при комнатной температуре на начальной стадии процесса

$$\Delta\sigma_{\text{упор}}^{\text{комн}} = \Delta\sigma_{\text{упор } 1} \left(\frac{E_0}{E_{\text{упор}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} \approx 120\text{ МПа}.$$

Полученные значения изменения предела текучести сплава $\sim 120\text{ МПа}$ при старении совпадают с наблюдаемыми на практике.

Таким образом, старение сплавов можно считать «отложенным до лучших времен или условий» упорядочением, поскольку при закалке это фазовое превращение из-за малой подвижности атомов легирующего элемента произойти не успевает. Этими «лучшими условиями» являются условия проведения старения – повышенная температура и достаточно большие времена выдержки при этой температуре.

Рассчитаем эффект упрочнения от упорядочения для сплава системы Fe-Co, см. рис. 9.13 при содержании железа 30 ат. %, плотности $D=8,5 \cdot 10^3$ кг/м³, молярной массе $\mu=58 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, температуре упорядочения $T=773$ К. Отношение модулей упругости $E_0/E_{\text{упор}}=1,35$, коэффициент $\beta=0,67$. Считаем, что образуется соединение типа AB_2 и $n=2$. Тогда упрочнение от упорядочения сплава согласно (9.23), составит $\Delta\sigma_{\text{упор}0} \approx 800$ МПа.

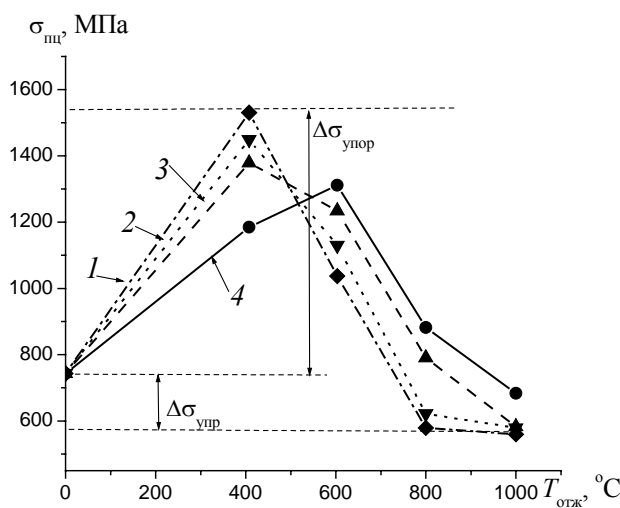


Рис. 9.24. Зависимость предела пропорциональности кобальтового сплава Co-30,5Fe-1,5V от температуры отжига для различного времени отжига:
1 – 1 мин; 2 – 10 мин; 3 – 30 мин; 4 – 90 мин

На рис. 9.24 показана зависимость предела пропорциональности кобальтового сплава Co – 30,5 % Fe – 1,5 V в зависимости от температуры и времени отжига. Поскольку температуры плавления железа выше, чем кобальта, то упорядочение в сплаве протекает с задержкой по времени. На графике показаны деформационное упрочнение $\Delta\sigma_{\text{упр}}$ и упрочнение за счет упорядочения и образования α' -фазы $\Delta\sigma_{\text{упор}}$. Как видно, величина упрочнения $\Delta\sigma_{\text{упор}}$ на графике практически равна рассчитанной $\Delta\sigma_{\text{упор}0}$.

Итак, мы получили расчетные значения упрочнения, которые можно обеспечить

за счет дисперсионного твердения сплавов во время старения. Эти данные хорошо подтверждаются, как мы уже указывали, экспериментальными данными.

Однако можно заметить, что при увеличении времени старения предел текучести и твердость сплава понижаются. С чем связаны эти релаксационные явления?

9.8.4. Релаксация напряжений при старении и упорядочении

Как видно по рис. 9.22, увеличение времени старения (перестаривание) приводит к снижению твердости сплава. Одновременно с этим уменьшаются другие прочностные характеристики металла, т.е. происходит релаксация напряжений. Согласно (9.28), релаксация напряжений в системе может произойти как за счет уменьшения объема системы, так и за счет уменьшения порядка при упорядочении.

Поскольку упорядочение и старение, как мы полагаем, имеют одну природу и движущие силы, а различаются только кинетикой, будем рассматривать релаксацию напряжений при нагревании упорядоченного сплава и при перестаривании как близкие по характеру процессы.

Рассмотрим упорядочение всех 100% твердого раствора по типу АВ. При этом изменение энтропии, согласно данным раздела 9.7, составило $\Delta S_{\text{упор}} = -R \ln 2 = -5,76$ Дж/моль·К. Пусть с течением времени в сплаве происходит реакция



Аналогом (9.29) является эвтектоидный распад, например, в системе Cu-Zn $\beta' \rightarrow \alpha + \gamma$, где α – твердый неупорядоченный раствор на основе меди; γ – соединение CuZn_2 . При этом в сплаве образовалось 0,5 моля CuZn_2 и 0,5 моля неупорядоченного α -раствора. Изменение энтропии системы в состоянии эвтектоидного распада по сравнению с неупорядоченным раствором связано со вкладом выделений упорядоченной γ -фазы:

$$\Delta S_{\text{упор}} = -\frac{m}{n_1} R \ln n_1, \quad (9.30)$$

где m – молярная доля соединения CuZn_2 (упорядоченный объем) γ -фазы; n – новый стехиометрический коэффициент упорядоченной фазы.

Для $m = 0,5$ и $n = 2$

$$\Delta S_{\text{упор } 2} = -\frac{0,5}{2} \cdot 8,31 \cdot \ln 2 = -1,44 \text{ Дж/моль·К.}$$

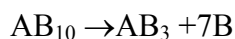
Таким образом, изменение энтропии при смене упорядочения и эвтектоидном распаде составляет $\Delta S_{\Sigma} = \Delta S_{\text{упор } 2} - \Delta S_{\text{упор } 1} = 4,32$ Дж/моль·К. Следовательно, данный процесс сопровождается повышением энтропии и энергетически выгоден.

Рассмотрим другой случай, когда содержание легирующего элемента составляет 10 %, а упорядочение происходит первоначально во всем объеме с образованием соединения AB_{10} (условно). Протекание упорядочения по всему объему по типу AB_{10} означает, что начальная стадия упорядочения при старении начинается на молекулярном уровне, а затем легирующий элемент начинает перераспределяться с образованием кластеров и обособленных выделений второй фазы.

Изменение энтропии при этом по сравнению с неупорядоченным состоянием составит в согласии с (9.21)

$$\Delta S_{\text{упор } 1} = -\frac{1}{10} \cdot 8,31 \cdot \ln 10 = -1,91 \text{ Дж/моль·К.}$$

Если со временем происходит перераспределение легирующего элемента с образованием включений соединения AB_3 , то этот процесс описывается реакцией



С образованием 1/8 моля AB_3 . Тогда, согласно (9.30), изменение энтропии составит

$$\Delta S_{\text{упор } 2} = -\frac{0,125}{3} \cdot 8,31 \cdot \ln 3 = -0,38 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}.$$

В табл. 9.1 сведены расчетные данные по изменению энтропии при распаде условного упорядоченного твердого раствора AB_{10} на соединения типа AB_n для различных n .

Т а б л и ц а 9. 1

Результаты расчета изменения энтропии при образовании соединений при старении

Тип соединения	AB	AB ₂	AB ₃	AB ₄	AB ₅	AB ₆	AB ₇	AB ₈	AB ₉	AB ₁₀
ΔS_{Σ} , Дж/моль·К	+1,33	+1,59	+1,53	+1,5	+1,46	+1,4	+1,33	+1,19	+0,9	0

Таким образом, наиболее выгодным соединением, которое должно образовываться в результате перераспределения легирующего элемента при старении, является AB_2 , как обладающее максимальной энтропией. Таким образом, из всего множества стехиометрических соотношений металлических фаз наиболее вероятным является выделение при старении фазы AB_2 , а релаксационные процессы при перестаривании связаны с достижением максимальной энтропии.

Для сплава Al-3%Cu, рассмотренного ранее, перераспределение легирующего элемента при перестаривании и образование соединения Al_2Cu , которого может образоваться до 0,09 мол. % ($m=0,09$), приводит к изменению упрочнения при температуре упорядочения, согласно (9.22),

$$\Delta \sigma_{\text{упор } 2} = \frac{DT_{\text{упор}} R m}{\mu n} \ln n = \frac{2,7 \cdot 823 \cdot 8,31 \cdot 0,09}{27} \cdot \frac{1}{2} \cdot 10^6 \ln 2 = 21,3 \text{ МПа},$$

а для комнатной температуры, согласно (9.25),

$$\Delta \sigma_{\text{упор}}^{\text{комн}} = \Delta \sigma_{\text{упор } 2} \left(\frac{E_0}{E_{\text{упор}}} \right)^{\frac{1}{1-\beta}} \approx 35,1 \text{ МПа}.$$

Таким образом, по сравнению с начальной стадией упрочнения перераспределение легирующего элемента и изменение типа упорядочения приводит к релаксации напряжений.

Необходимо напомнить в заключение, что основным условием протекания всех процессов, связанных с выделением промежуточных фаз, упорядочении и старении, является уменьшение объема, связанное с перекомпоновкой атомов основного и легирующих элементов.

9.9. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВОВ В ДВУХФАЗНОМ СОСТОЯНИИ

Пластическая деформация сплавов в двухфазном состоянии может происходить как в горячем, так и в холодном состоянии при различном молярном соотношении фаз с различной или приблизительно равной деформируемостью. Как правило, пластические и прочностные свойства фаз отличаются значительно. Это связано с тем, что в качестве второй фазы часто выступают соединения металлов и металлоидов (карбиды, нитриды, оксиды, гидриды и др.), или металлические соединения (интерметаллиды, электронные соединения, микрообъемы упорядоченного сплава и др.), которые создают дополнительные межатомные связи и приводят к упрочнению

$$\Delta\sigma_{\text{в.ф.}} = -\frac{\partial W_{\text{дис}}}{\partial v} = n \frac{D}{\mu} \Delta G_{\text{в.ф.}},$$

где n – молярная доля второй фазы; $\Delta G_{\text{в.ф.}}$ – изменение энергии Гиббса при образовании соединения (второй фазы) в молекулярном виде, Дж/моль.

Если упрочняющаяся фаза выделяется при высокой температуре T_i , то вклад второй фазы в упрочнение возрастает в соответствии с соотношением

$$\Delta\sigma_{\text{в.ф. } i} = \Delta\sigma_{\text{в.ф. } 0} \left(\frac{E_0}{E_i} \right)^{\frac{1}{1-\beta}},$$

где $\Delta\sigma_{\text{в.ф. } 0}$ – упрочнение от присутствия второй фазы при комнатной температуре; E_i и E_0 – модули упругости при температуре выпадения второй фазы и при комнатной температуре.

Если во время охлаждения происходит релаксация напряжений $\Delta\sigma_{\text{в.ф. } i}$, то результирующее значение $\Delta\sigma_{\text{в.ф. } 0}$ можно рассчитать при помощи модели (7.52)–(7.54).

Если молекулярные выделения второй фазы при повышенных температурах и во время охлаждения коагулируют, то упрочняющее воздействие второй фазы сводится к дополнительным напряжениям, создаваемым межзеренными границами с энергией γ'_s , см. материалы глав 3 и 8.

Особенно эффективным оказывается упрочнение частицами второй фазы, которые образованы легирующими элементами между собой. В этом случае молекулы второй фазы, образованные в начальный момент взаимодействия, например, при старении практически не коагулируют в отличие от соединений матричного металла. Это объясняется тем, что процесс коагуляции второй фазы на основе матричного металла, например, Fe_3C в стали, происходит, очевидно, по эстафетному вакансионному механизму.

Коагуляция молекул второй фазы, состоящей из легирующих элементов, например, NiAl , Ni_3Al в стали требует одновременного прибытия к молекуле никелида алюминия как

минимум двух вакансий (для соединения NiAl). Следовательно, согласно положениям главы 2 (см. часть 1), для перемещения двойной вакансии требуется двойная энергия образования и миграции. Тогда, в соответствии с (2.31) скорость перемещения молекулы NiAl может быть записана в виде

$$V_{\text{NiAl}} = aP_{\text{пер}} = n_k a \omega_0 \exp \left[- \frac{2(w_v^m + w_v^f)}{kT} \right]. \quad (9.31)$$

Таким образом, скорость перемещения молекул второй фазы, состоящей из атомов легирующих элементов, значительно ниже, чем для соединений на основе матричного элемента. В этом случае даже небольшие концентрации частиц второй фазы могут вызвать существенное упрочнение.

Особенности пластической деформации двухфазного сплава с недеформируемыми включениями мы разобрали в главе 3, часть 1. Если вторая фаза представляет собой деформируемое металлическое соединение, но отличается по свойствам от основного металла, то скольжение дислокаций во второй фазе начинается при выполнении условия пластичности для материала этой фазы. Аналогией может служить пластическая деформация поликристалла, зерна которого различно ориентированы относительно внешней нагрузки, см. раздел 9.2.

При меньших напряжениях пластическая деформация начинается в зернах пластичной менее прочной фазы. При этом увеличение в ней плотности дислокаций и возникновение деформационного упрочнения инициирует скольжение в более твердой фазе. Механизм деформации обеих фаз может отличаться друг от друга. Например, во фрагментах упорядоченного твердого раствора пластическая деформация идет путем перемещения частичных дислокаций.

Как и в обычном поликристаллическом материале, вблизи границ фаз должно действовать большее число систем скольжения, чтобы согласовать изменение формы фаз, различно ориентированных относительно внешней нагрузки, имеющих различные пластические свойства и механизмы деформационного упрочнения. Такие приграничные зоны в зернах, где пластическая деформация идет по большему числу плоскостей скольжения, называются *аккомодационными*.

Деформационное упрочнение разных фаз, естественно, различно, поскольку фазы имеют различные модули упругости, вектора Бюргерса и плотность дислокаций. Ничего страшного в этом нет, если пластичность обеих фаз достаточно высока. Если же одна из фаз имеет ограниченную пластичность, быстро упрочняясь и теряя пластичность, то можно сказать, что пластичность такого двухфазного металла ограничена, в основном пластичностью именно этой фазы.

9.10. ПРИМЕР ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕОРИИ: РАЗРАБОТКА РЕЖИМОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ БРОНЗЫ Cu-Al-Ni С ОБРАТИМЫМ МЕХАНИЗМОМ ПРЕВРАЩЕНИЙ²

Попробуем применить сведения, которые были получены в предыдущих разделах на практике. В качестве объекта исследований рассмотрим одну из наиболее актуальных и сложных задач современного материаловедения – борьбу с хрупким разрушением и управление свойствами функциональных сплавов на основе системы Cu-Al-Ni.

До последнего времени бронза Cu-Al-Ni с содержанием алюминия 13÷14 мас. % и 3÷5 мас. % никеля, обладающая высокой демпфирующей способностью и эффектом памяти формы, использовалась на практике только в виде монокристаллов. Монокристаллы бронзы данного состава дороги, а изготовление образцов толщиной более 5÷6 мм является сложной технической задачей. В поликристаллическом литом состоянии бронза хрупко разрушается при напряжениях более низких, чем необходимы для протекания мартенситного превращения, обуславливающего высокие функциональные свойства сплава. Во многих странах мира проводились экспериментальные работы с целью разработки способов и режимов горячего пластического деформирования литой поликристаллической бронзы. Все они оказались неудачными из-за межзеренного разрушения, происходящего при минимальной степени деформации во всем диапазоне температур деформации бронзы.

Интересно, что другая бронза с эффектом памяти и высокой демпфирующей способностью Cu-Zn-Al, диаграмма состояния которой практически идентична диаграмме для Cu-Al-Ni, при температурах выше 600°C имеет очень высокую пластичность, а при комнатной температуре наряду с пластичностью, обусловленной обратимым мартенситным превращением, присутствует участок дислокационной пластичности. Однако эта бронза имеет существенный недостаток – низкую термическую стабильность функциональных свойств, ввиду чего ее применение ограничено.

Попробуем исследовать причины хрупкости бронзы Cu-Al-Ni указанного состава с использованием диаграмм состояния и разработать рекомендации по повышению ее пластичности при обработке давлением.

9.10.1. Анализ диаграмм состояния сплава

Политермический разрез диаграммы состояния Cu-Al-Ni для концентрации алюминия 14 мас. % и никеля 4 мас. % был представлен ранее, см. рис. 9.2. Диаграмма показывает существование трех интерметаллидов системы Ni-Al, присутствующих при различных температурах: в диапазоне 20÷130°C – NiAl₃, в диапазоне 130÷160 °C – Ni₂Al₃, выше 360 °C –

² Результаты получены при выполнении работ по гранту INTAS 96-2142

NiAl. В реальном неравновесном состоянии сплава можно ожидать присутствия всех трех интерметаллидов при различных температурах, причем их соотношение должно, очевидно, зависеть от истории обработки металла.

По данным расчетных диаграмм состояния определен фазовый состав бронзы, представленный в табл. 9.1. В табл. 9.2 приведен фазовый состав бронзы в молярных процентах. Результаты рентгеновского и металлографического анализа качественно подтверждают фазовый состав, определенный по диаграммам состояния.

Рентгеноструктурный фазовый анализ сплава выполнен на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3. В качестве банка данных использовали картотеку, принятую американским комитетом стандартизации порошковых дифракционных данных JCPDS. Исследовали образцы бронзы в литом состоянии при толщине 16 мм, а также после горячей прокатки при температуре 600÷640 °С при толщине 1 мм.

Т а б л и ц а 9.2

Фазовый состав бронзы (мас. %) при содержании алюминия 14 % и никеля 4 %

$T, ^\circ\text{C}$	NiAl ₃	Ni ₂ Al ₃	NiAl	Cu ₉ Al ₄	α -Cu	β -Cu
20	9,6	-	-	27,4	63	-
130	9,6	-	-	20,4	70	-
131	-	6,8	-	51,2	42	-
360	-	6,8	-	42,2	51	-
361	-	-	5,8	52,2	42	-
565	-	-	5,8	44	50,2	-
566	-	-	5,8	31,2	-	63
730	-	-	5,8	-	-	94,2
800	-	-	-	-	-	94,2

Т а б л и ц а 9.3.

Фазовый состав бронзы (молярные доли) при содержании алюминия 14 % и никеля 4 %

$T, ^\circ\text{C}$	NiAl ₃	Ni ₂ Al ₃	NiAl	Cu ₂ Al	α	β
20	0,055	-	-	0,155	0,79	-
130	0,052	-	-	0,1	0,848	-
135	-	0,033	-	0,32	0,647	-
360	-	0,03	-	0,24	0,73	-
365	-	-	0,064	0,321	0,615	-
560	-	-	0,06	0,265	0,675	-
565	-	-	0,054	0,158	-	0,788
650	-	-	0,05	0,098	-	0,852
740	-	-	0,044	-	-	0,956

Расшифровка рентгенограмм показала, что в литом образце присутствуют фазы: упорядоченный α -твердый раствор на основе меди; γ -фаза переменного состава Cu₉Al₄ (Cu₂Al); соединения NiAl и NiAl₃, причем содержание второго интерметаллида значительно меньше.

В горячедеформированной полосе бронзы толщиной 1 мм присутствуют фазы α , γ , интерметаллид NiAl и лишь следы NiAl₃. Снижение содержания NiAl₃ за счет увеличения количества NiAl связано, очевидно, с возрастанием скорости охлаждения металла во время за-

калки после прокатки за счет уменьшения толщины полосы и фиксации структурного состояния, характерного для температур закалки.

Некоторые характеристики сплава, используемые в дальнейших расчетах:

молярная масса: $\mu = (0,036 \cdot 58,7 + 0,271 \cdot 27 + 0,693 \cdot 63,5) \cdot 10^{-3} = 53,44 \cdot 10^{-3}$ кг/моль;

плотность: $\rho = (0,036 \cdot 8,9 + 0,271 \cdot 2,7 + 0,693 \cdot 8,93) \cdot 10^3 = 7,24 \cdot 10^3$ кг/м³;

среднее межатомное расстояние: $a = \sqrt[3]{v_0} = \sqrt[3]{\mu / \rho N_0} = \sqrt[3]{53,44 / 7,24 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}} = 2,3 \cdot 10^{-10}$ м,

N_0 – число Авогадро;

поверхностная энергия: $\gamma_s = 0,5\sigma^* a = Ea / 8\pi(1 - \nu^2) = 136 \cdot 10^9 \cdot 2,3 \cdot 10^{-10} / 24 \approx 1,25$ Дж/м², σ^* – теоретическая прочность; E – модуль упругости; ν – коэффициент Пуассона;

разрывная прочность по зерну: $\gamma_s/a \approx 5430$ МПа;

разрывная прочность слабого звена (по межзеренной границе): $\Delta\gamma_s/a = \gamma_s/2 \cdot a = 2715$ МПа.

9.10.2. Выплавка и прокатка образцов

Для проведения исследований и выплавки заготовок были использованы медь чистотой 99,99 мас. %, алюминий чистотой 99,99 %, никель чистотой 99,97 %. Опробованы способы выплавки бронзы на воздухе под флюсом в электрической печи сопротивления и индукционной печи. Хорошего результата удалось добиться при выплавке металла в индукционной печи в графитовом тигле. Получали слитки размером 16×100×200 мм с равномерным распределением легирующих элементов и стабильным значением точек мартенситного превращения. Выполнены плавки металла с содержанием алюминия 13,2 мас.%; 13,4 мас. %; 13,7 мас. %; 14,0 мас. %, 14,2 мас.% и содержанием никеля – 4,0 мас. % в исходной шихте. Разливку металла проводили в чугунные кокили.

Прокатку металла выполняли на лабораторном прокатном стане с диаметром рабочих валков 210 мм, нагревание металла под прокатку и для термообработки проводили в электрической печи сопротивления до температур 100÷1000 °С.

Исследование технологической пластичности бронзы при прокатке на плоских образцах размером 16×50×100 с обжатиями от 5 до 20 % в диапазоне температур 20÷950°С показало ее хрупкость при всех температурах. При $T < 600^\circ\text{C}$ разрушение имеет характер хрупкого скола с элементами интеркристаллитного и транскристаллитного разрушения; при $T > 600^\circ\text{C}$ – разрушение интеркристаллитное, характерное для провалов пластичности. Изменение температуры деформации всего на 50÷70 °С приводит к смене механизма деформации и разрушения, рис. 9.25.

Для объяснения причин хрупкости бронзы Cu-Al-Ni было высказано предположение о негативной роли макроскопических дефектов – пор различного размера, раковин, которые во

множестве присутствуют в литом материале. Для их устранения было решено использовать кристаллизацию сплава под давлением. Расплавленный металл с температурой $1150 \div 1180$ °C был залит в закрытую матрицу, нагретую до температуры 750 °C, и после образования поверхностной корочки был сжат пуансоном до давления 400 МПа, которое поддерживалось постоянным в течение 3÷4 минут. Полученные после кристаллизации слитки диаметром 36 мм и длиной 100 мм имели размер зерна $1 \div 3$ мм, а видимые литейные дефекты отсутствовали. Из этих слитков были приготовлены плоские образцы $20 \times 32 \times 80$ мм, которые прокатывали при указанных выше режимах деформации.

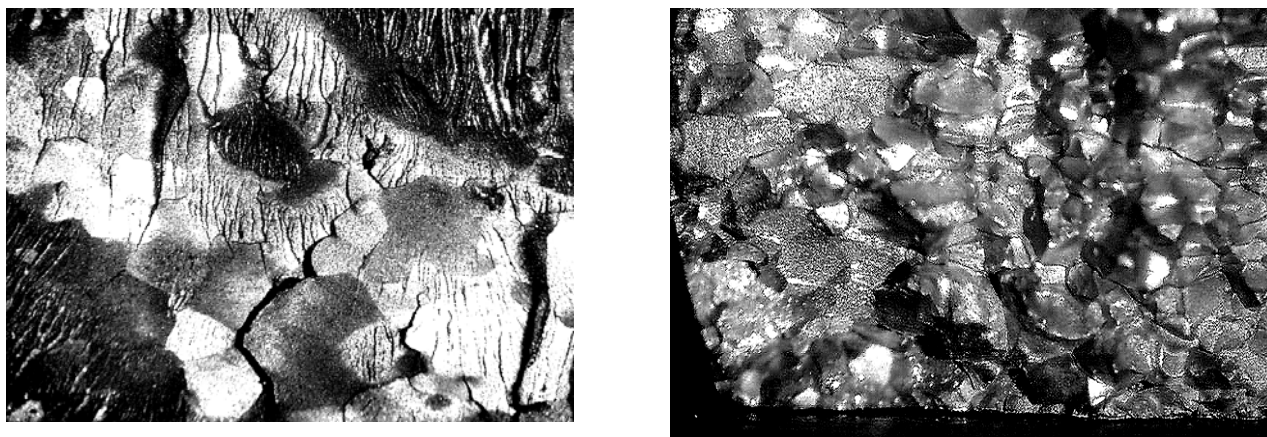


Рис. 9.25. Поверхность разрушения бронзы после прокатки при температурах: а – $T = 580$ °C; б – $T = 650$ °C

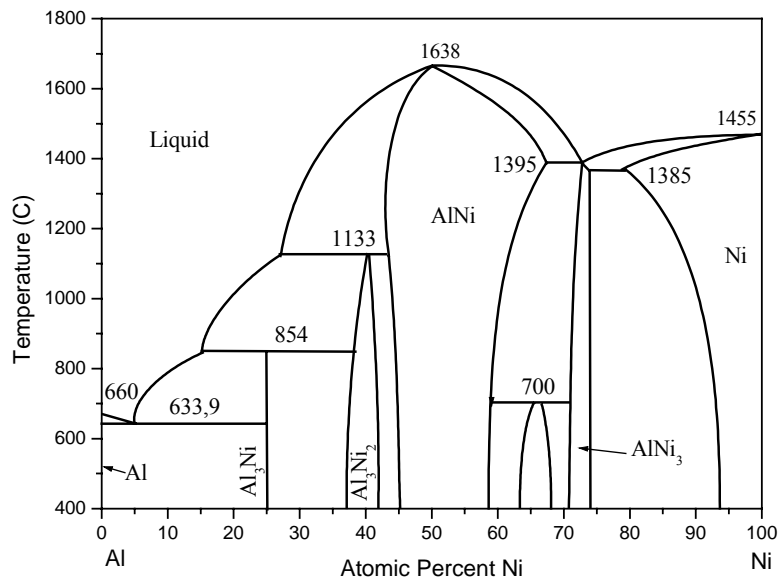


Рис. 9.26. Диаграмма состояния системы Al-Ni

Применение кристаллизации под давлением не устранило хрупкости металла, а разрушение происходило таким же образом, как и для металла, разлитого в кокили при атмосферном давлении. Исследование структуры деформированного после кристаллизации под давлением металла позволило выявить одну из причин интеркристаллитного разрушения при температурах выше 650 °C: при действии давления во время кристаллизации на границах зе-

рен выделяется жидкая фаза, предположительно $\text{Al}+\text{NiAl}_3$. Эта фаза присутствует на двойной диаграмме $\text{Al}-\text{Ni}$.

Трудности разработки технологического процесса прокатки бронзы $\text{Cu}-\text{Al}-\text{Ni}$ заключались, очевидно в том, что присутствие интерметаллидных фаз системы $\text{Al}-\text{Ni}$ на диаграммах состояния, построенных экспериментально, не отмечается. Это связано с тем, что, как мы указывали в разделе 9.9, металлические соединения легирующих атомов малоподвижны и не склонны к росту. По этой причине их обнаружить экспериментально очень трудно, о чем мы упоминали в разделе 9.1.

Выделение жидкой фазы по границам зерен наблюдается в практике обработки давлением многих металлов и сплавов, например, сплавов на основе меди, железа, бериллия. Присутствие жидкой фазы приводит к провалам пластичности при горячей деформации со свободными вытяжкой и уширением. Это происходит за счет локализации сдвиговой деформации вдоль жидкофазных границ и образования трещин из-за разворотов зерен и их поперечных смещений.

Применение рентгеновского микроанализа показало, что поверхность разрушения по межзеренным границам обогащена алюминием и никелем, но точного стехиометрического состава, характерного для соединения NiAl_3 , обнаружить не удалось. Это связано, очевидно, с малой толщиной пленки на поверхности разрушения по сравнению с глубиной проникновения рентгеновского луча.

При проведении кристаллизации под давлением было отмечено, что жидкая фаза $\text{Al}+\text{NiAl}_3$ выдавливается на поверхность слитка. При этом центральные слои слитка очищаются от жидкой фазы (см. рис. 9.25), что приводит к изменению химического состава сплава. Для функциональных материалов с обратимыми мартенситными превращениями это недопустимо.

Предположение о негативной роли жидкой фазы $\text{Al}+\text{NiAl}_3$ в формировании пластических и прочностных свойств бронзы $\text{Cu}-\text{Al}-\text{Ni}$ позволило установить режимы пластической деформации данного материала без разрушения. Все выплавленные впоследствии слитки с содержанием алюминия ($13,3\div 13,6$) мас. % были прокатаны без разрушения при температурах $600\div 640^\circ\text{C}$. Эти температуры соответствуют переходу структуры сплава в состояние неупорядоченного аустенита (β -фаза), но не превышает температуру появления жидкой фазы $\text{Al}+\text{NiAl}_3$.

Прокатка литой бронзы с содержанием алюминия $13,8\div 14,2$ мас.% при температуре $600\div 640^\circ\text{C}$ приводила к интеркристаллитному разрушению. Следует отметить, что при повышении содержания алюминия в сплаве возрастает количество интерметаллида NiAl_3 и γ_2 -

фазы (Cu_2Al), см. табл.9.1 – табл. 9.2, которые вызывают в сплаве значительные внутренние напряжения. Опираясь на это предположение, провели операцию искусственного перестаривания для укрупнения частиц интерметаллидов и снятия полей напряжений. Для перестаривания бронзы выбрали следующие режимы: температура $T_{\text{ст}} = 500\text{ }^{\circ}\text{C}$, время $t = 50$ часов.

После перестаривания образцы из бронзы с содержанием алюминия 13,8÷14 мас. % были прокатаны при температурах 600÷640 $^{\circ}\text{C}$. В ряде случаев на поверхности металла возникали микротрещины глубиной до 1 мм, но макроскопического разрушения не происходило. Таким образом, можно предположить, что существует еще одна причина разрушения бронзы, связанная с особенностями не структурного состояния металла, а с особенностями очага деформации при прокатке данного металла.

Аналогичный по внешним признакам механизм разрушения при горячей прокатке наблюдается и у других металлов, например бериллия, легированных чугунов с высоким содержанием алюминия. Эти металлы имеют ограниченную пластичность, им свойственен, как и исследуемой бронзе, быстрый переход от интеркристаллитного разрушения к хрупкому сколу при снижении температуры деформации. Характерно, что и в этих металлах большую роль играют интерметаллиды – FeAl и Fe_3Al в чугунах и FeBe_{11} , AlFeBe_4 в бериллии.

Второй причиной разрушения бронзы при прокатке может быть резкое охлаждение металла при контакте с прокатными валками и возникающие при этом растягивающие напряжения, обусловленные различием пластических и прочностных свойств металла, резко зависящих от температуры, изменяющейся по высоте очага деформации.

Предохранить прокатываемый металл от резкого охлаждения при контакте с деформирующим инструментом можно следующим образом:

- за счет подогрева прокатных валков;
- за счет применения защитных чехлов, изготовленных, например, из мягкой стали; аналогичная технология применяется при горячей прокатке бериллия;
- за счет применения разделительных слоев с низким коэффициентом теплопроводности.

Первый способ связан с необходимостью изготовления специальных подогреваемых (желательно до температуры 600÷640 $^{\circ}\text{C}$) прокатных валков и в данном исследовании не применялся.

Второй способ опробован при прокатке образцов из бронзы с содержанием алюминия 14,0 мас. % в чехлах из низкоуглеродистой стали. Толщина исходных образцов из бронзы 8 мм, диаметр 50 мм; толщина оболочек – по 8 мм сверху и снизу, 25 мм по периметру. Зава-
ренные пакеты прокатывали с обжатиями (15÷20) % за проход при температуре 600÷640 $^{\circ}\text{C}$.

Следов разрушения на образцах толщиной 1 мм не обнаружено. После прокатки и охлаждения на воздухе бронза имела структуру, характерную для эвтектоидного распада. Из-за хрупкости металла, обусловленного распадом, некоторые образцы разрушались при извлечении металла из чехлов.

Третий способ состоял в прокатке бронзы при температуре $600\div 640^{\circ}\text{C}$ после нанесения на поверхность образцов покрытия из CaCO_3 толщиной $0,2\div 0,3$ мм. Прокатывали образцы толщиной 16 мм и шириной 100 мм в литом и перестаренном в течение 50 ч при $T=500^{\circ}\text{C}$ состояниях. *Перестаренные образцы с покрытием были прокатаны при полном отсутствии признаков разрушения.* При прокатке литых образцов с покрытием, но без предварительного старения, на их поверхности возникали мелкие поверхностные микротрещины, которые при дальнейшей прокатке не развивались.

При прокатке металла были выполнены измерения давления металла на валки прокатного стана. Измерения проводили традиционным способом при помощи проволочных тензодатчиков с записью показаний на шлейфовый осциллограф. По существующей методике были определены средние контактные напряжения, действующие при прокатке. Они оказались высокими и составили $163\div 195$ МПа при обжатиях $20\div 30\%$ и температуре 850°C и $1200\div 1500$ МПа при обжатиях $10\div 15\%$ и температуре 600°C .

9.10.3. Исследование структуры поликристаллической бронзы Cu-Al-Ni

Металлографические исследования выполняли на образцах из бронзы в литом и состаренном состоянии, после горячей пластической деформации и окончательной термической обработки, состоящей в нагреве до заданной температуры, выдержки в течение 30 минут и охлаждения в воде. Металлографические шлифы подготавливали механической шлифовкой с последующей электролитической полировкой в концентрированной ортофосфорной кислоте H_3PO_4 с добавкой оксида хрома CrO_3 в количестве $10\div 15$ мас.%. Режимы электрополировки: для бронзы мартенситного состава напряжение 2,2 В, для аустенитного – 14 В, для эвтектоидного – 24 В, время $5\div 60$ мин.

Структуру металла исследовали на микроскопе Neophot-32 в поляризованном свете при увеличениях от 100 до 1200 крат, фотографировали цифровой камерой Olympus-800, а затем обрабатывали при помощи компьютерной программы Photoshop-5.0. Структура поликристаллической бронзы Cu-Al-Ni в зависимости от температуры последующей закалки представлена на рис. 9.27. Исследование структуры сплава позволило установить следующее:

1. Исследованные образцы имели структуру мартенсита или аустенита. Образец, прокатанный в чехлах из мягкой стали и охлажденный на воздухе вместе с чехлами, имел структуру, характерную для эвтектоидного распада.

2. Поликристаллическая бронза, полученная прокаткой, при одинаковом составе с монокристаллической имеет значительно более высокие температуры мартенситного превращения, которые зависят от условий пластической деформации и окончательной термообработки. Например, бронза с содержанием алюминия 14 мас.% имеет температуру начала мартенситного превращения $M_s \approx -80^\circ\text{C}$ в монокристаллическом и $M_s \approx 50^\circ\text{C}$ в поликристаллическом состоянии.

3. Размер зерна исходной аустенитной фазы в зависимости от температуры окончательной термической обработки представлен в табл. 9.3. Видно, что вплоть до температуры перехода в однофазную область ($T > 560^\circ\text{C}$) размер зерна изменяется незначительно.

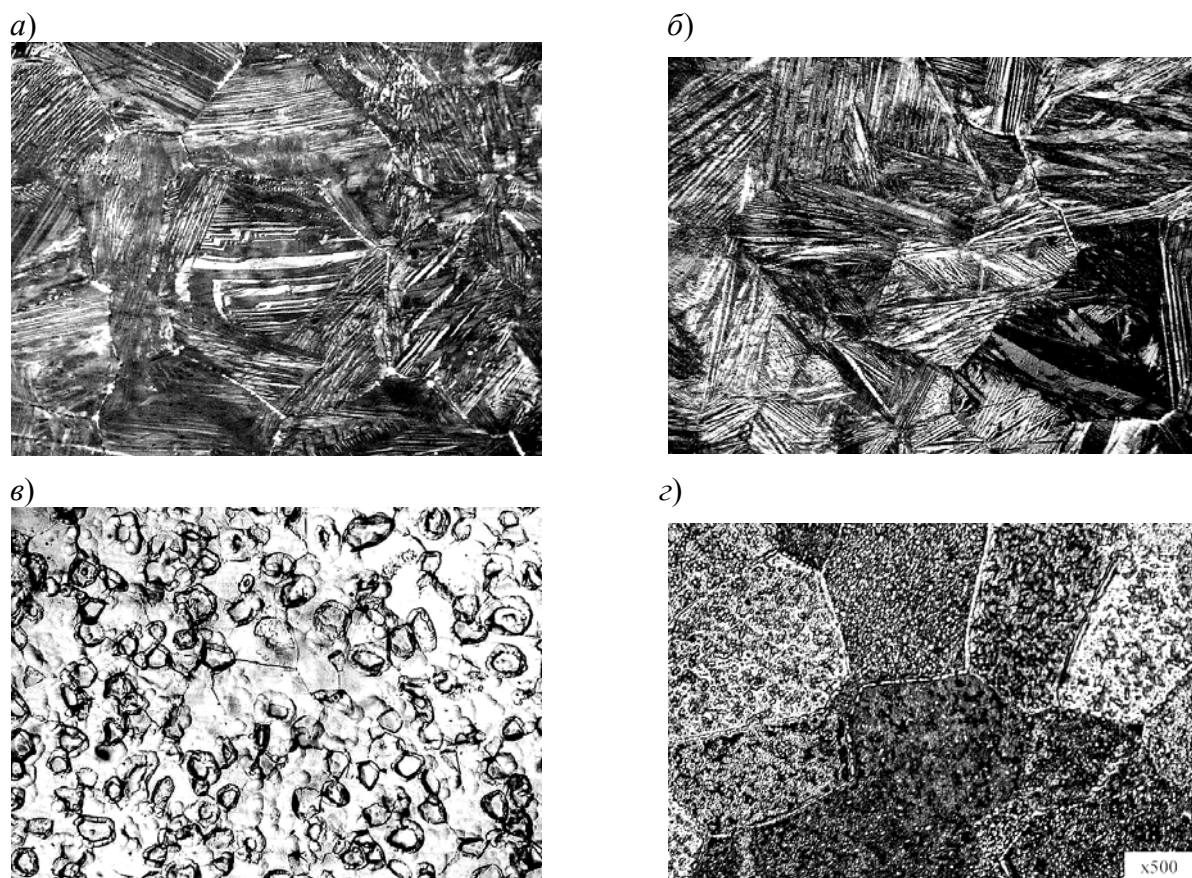


Рис. 9.27. Структура поликристаллической бронзы Cu-Al-Ni: а – после прокатки ($\times 200$), б – после окончательной закалки при температуре: 750°C ($\times 500$) - для состава Cu-14%Al-4%Ni; 4 – 650°C ($\times 1000$); 5 – 750°C ($\times 500$) - для состава Cu-14,2%Al-4%Ni после прокатки в чехлах.

4. Мартенсит в поликристаллической бронзе чрезвычайно стабилен термически: нагрев и выдержка в течение 30 минут при температурах 200, 300, 400 $^\circ\text{C}$ не приводит к распаду мартенсита. Распад мартенсита становится заметным при температуре выше 500 $^\circ\text{C}$.

5. В горячедеформированных при температуре $600 \div 640^\circ\text{C}$ образцах присутствуют частицы второй фазы серого цвета размером $3 \div 5$ мкм. Их размер и количество зависит, в основном, от длительности выдержки при указанных температурах. На фоне этих частиц присутствует мартенсит. При температуре окончательной термической обработки 750 $^\circ\text{C}$ и выше

вторая фаза практически отсутствует, что свидетельствует о ее растворении. По совокупности результатов рентгеноспектрального анализа, исследований температурной зависимости технологической пластичности, данных металлографического анализа и диаграмм состояния Cu-Al-Ni и Ni-Al можно констатировать, что данной фазой может быть γ_2 -фаза Cu_2Al

(Cu_9Al_4), во многом определяющая механические и функциональные свойства материала.

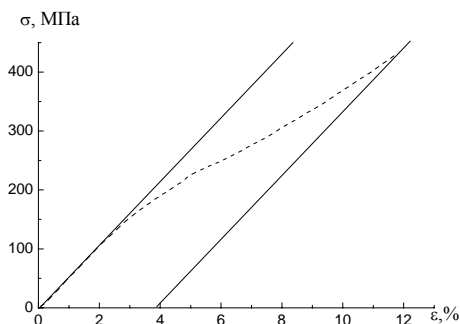


Рис. 9.28. Характерный вид зависимости $\sigma(\varepsilon)$ при растяжении бронзы с содержанием алюминия 13,7%

6. По результатам проведенных исследований можно полагать, что в сплаве Cu-Al-Ni заданного состава в результате ряда перитектических реакций и смены кристаллографической модификации твердого раствора на основе меди $\alpha \rightarrow \beta$ при температурах $565 \div 730$ °C (см. рис. 9.2) происходит растворение фазы Cu_9Al_4 (Cu_2Al) и высвобождение алюминия. При этом концентрация выделившегося алюминия неоднородна по объему металла. Присутствие вблизи возникшей концентрационной флуктуации интерметаллида NiAl неизбежно приводит к протеканию реакции



Выделение второй фазы вдоль границ зерен аустенита видно на рис. 9.27.

Т а б л и ц а 9. 4.

Размер исходного аустенитного зерна поликристаллической бронзы Cu-Al-Ni, мкм

Состояние	Литое	Деформированное	После термической обработки при температуре,			
			200	400	650	900
Мартенситное	1000 - 3000	30 - 80	30 - 80	40 - 120	30 - 120	150 - 200

7. Преимущественное расположение интерметаллидных выделений NiAl_3 на границе исходной фазы при наличии атомов свободного алюминия в твердом растворе на основе меди приводит к возникновению жидкой фазы $\text{Al} + \text{NiAl}_3$ при температурах выше $639,9^\circ\text{C}$, что приводит к интеркристаллитному разрушению во время пластической деформации.

Таким образом, исследование структуры горячекатанной поликристаллической бронзы Cu-Al-Ni показало, что перестаривание сплава приводит к выделению частиц второй фазы Cu_2Al размером до $3 \div 5$ мкм. Перестаривание снимает часть внутренних напряжений в бронзе и способствует повышению пластичности при температурах $600 \div 640$ °C. Управление свойствами бронзы Cu-Al-Ni за счет выделения частиц Cu_2Al может быть признано достаточно эффективным. Его можно легко и многократно использовать после повторного растворения частиц в β -фазе и последующего выделения при старении.

9.10.4. Механические свойства поликристаллической бронзы Cu-Al-Ni

Исследование механических свойств проводили по результатам испытаний на растяжение плоских образцов с размером рабочей части $1,2 \times 6 \times 70$ мм на разрывной машине Р-0.5 с максимальным усилием 5000 Н. Характерный вид зависимости $\sigma(\epsilon)$ при растяжении представлен на рис. 9.28. Пластическая деформация обусловлена протекающим в сплаве мартенситным превращением.

Графики зависимости разрывной прочности металла и пластичности превращения от температуры окончательной термической обработки после горячей прокатки при $T = 600 \div 640^\circ\text{C}$ представлены на рис. 9.29. Все исследованные образцы не имели дислокационной пластичности и разрушались хрупко после псевдоупругого участка деформации. Максимальная прочность составляет 560 МПа, максимальная пластичность превращения 8% и соответствует максимальной прочности, поскольку деформация металла за счет обратимого мартенситного превращения развивается вплоть до разрушения сплава.

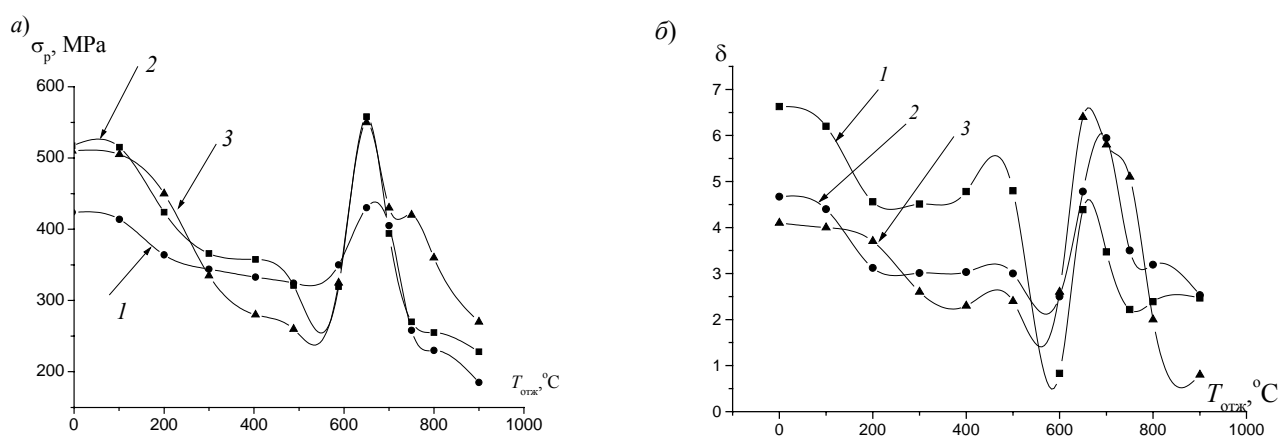


Рис. 9.29. Зависимость разрывной прочности (а) и пластичности превращения (б) для деформированной поликристаллической бронзы в зависимости от температуры окончательной закалки

Для сравнения укажем, что прочность монокристаллических образцов из бронзы указанного состава при растяжении составляет $500 \div 600$ МПа, а дислокационная пластичность при комнатной температуре в них отсутствует, как и в поликристаллических.

На графиках зависимости разрывной прочности σ_p и пластичности δ от температуры окончательной термической обработки для всех исследованных образцов отчетливо наблюдается минимум свойств при $T = 450 \div 550$ $^{\circ}\text{C}$, максимум при $T = 650 \div 700$ $^{\circ}\text{C}$, после которого происходит их монотонное снижение.

Отметим, что разрушение происходит хрупко и практически не сопровождается дислокационной пластичностью – все формоизменение образцов происходит за счет мартенситного превращения. Согласно положениям раздела 6.5, разрушение металла наступает при выполнении условия

$$\sigma_p + \sigma_s \geq \frac{\Delta\gamma_s}{a} \approx \frac{\gamma_s}{2a} = 2715 \text{ МПа}, \quad (9.32)$$

где σ_p – внешние растягивающие напряжения, действующие в момент разрушения; σ_s – внутренние напряжения в металле, создаваемые дефектами кристаллического строения; γ_s/a – лапласовы напряжения, препятствующие разрушению; $\Delta\gamma_s$ – изменение поверхностной энергии при разрушении, $\Delta\gamma_s = \gamma_s - \gamma_s'$; γ_s – удельная поверхностная энергия; γ_s – удельная энергия межзеренной границы как «слабого звена» в металле; a – среднее межатомное расстояние; принимается, что $\gamma_s' \approx 0,5\gamma_s$.

При хрупком разрушении нет деформационного упрочнения. Поэтому повышение внутренних напряжений σ_s , связанных, с действием частиц второй фазы, с изменением структуры при упорядочении или при пластической деформации, неизбежно приводит к понижению σ_p при постоянных $\Delta\gamma_s/a$. Таким образом, если в сплаве, который разрушается хрупко, возрастают внутренние напряжения, то это приводит к уменьшению внешних разрушающих напряжений, т.е. к уменьшению прочности металла.

Гипотеза о влиянии выделений второй фазы на свойства исследуемой бронзы позволяет легко объяснить наблюдаемый характер зависимостей. Ранее мы отмечали, что из-за действия больших внутренних напряжений бронза находится в хрупком состоянии, причем повышение внутренних напряжений σ_s , согласно (9.32), приводит к уменьшению внешних напряжений σ_p , действующих в момент разрушения при растяжении металла (т.е. разрывной прочности). Если $\sigma_{\text{Cu}_2\text{Al}}$ – внутренние напряжения, создаваемые Cu_2Al , зависят от температуры старения, то можно полагать, что при старении сплава они повышаются и достигают максимума при оптимальных температурах старения. Для медных сплавов этой температурой является $450 \div 500^\circ\text{C}$. Именно при этих температурах для исследуемого сплава наблюдается максимум внутренних напряжений σ_i и минимум разрывной прочности.

При перестаривании частицы Cu_2Al коагулируют (см. рис. 9.27,б), что приводит к уменьшению внутренних напряжений σ_s и повышению разрушающих σ_p . При этом, согласно (9.32), напряжения, действующие в момент разрушения $\sigma_e = \sigma_p$, достигают максимальных значений при температурах закалки $T = 600 \div 640^\circ\text{C}$, когда соединение Cu_2Al выделено в виде избыточной фазы.

При повышении температуры термической обработки частицы Cu_2Al растворяются в β -фазе, и при исследовании структуры не обнаруживаются. При охлаждении в воде от температур $700 \div 900^\circ\text{C}$ при закалке частицы Cu_2Al присутствуют в сплаве в виде мельчайших частиц. Это вновь приводит к повышению внутренних напряжений и понижению разрывной

прочности $\sigma_p = \sigma_e$ с повышением температуры термической обработки (см. рис. 9.27, область температур $700 \div 900$ °C).

Необходимо отметить, что старение сплава и выделение избыточной фазы из твердого раствора различным образом влияют на прочностные свойства металла в пластичном и хрупком состояниях: для пластичного при старении повышается предел текучести и твердость, а при перестаривании они понижаются; для хрупкого состояния, когда предел текучести не проявляется, разрушающие напряжения σ_p понижаются при старении и повышаются при перестаривании.

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

1. Пластические и прочностные свойства определяются его химическим составом. Определить наиболее благоприятные условия деформирования сплава можно при помощи диаграмм состояния.

2. Напряжения пластической деформации монокристаллов имеют сильную зависимость от взаимной ориентации плоскостей и направлений легкого скольжения и площадок и направлений действия максимальных касательных напряжений. Минимум деформирующих напряжений, минимум деформационного упрочнения наблюдается при совпадении плоскостей и направлений легкого сдвига с плоскостями и направлениями действия максимальных касательных напряжений.

3. Чистые металлы с наиболее часто встречающимися типами кристаллических структур ГЦК, ОЦК, ГПУ могут обладать высокой пластичностью. Провалы пластичности обусловлены в основном состоянием межзеренных границ и присутствием на них примесных атомов. Локальная концентрация примесей на границах может значительно превосходить среднюю концентрацию примесей по металлу. В связи с этим наличие примесей может вызвать появление легкоплавких эвтектик на границах. Появление жидкой фазы на границе вызывает во время деформации разрушение по границам и резкое снижение (провал) пластичности.

4. Неограниченные неупорядоченные твердые растворы обладают высокой пластичностью во всем температурном интервале своего существования.

В сплавах с ограниченной растворимостью легирующего элемента пластичность при низких температурах можно повысить за счет получения пересыщенного неупорядоченного твердого раствора посредством закалки от высоких температур. Это возможно в случае, если диаграмма состояния не показывает химических соединений (например, Fe_3C), а упорядочение в металлических системах происходить не успевает.

5. Фазообразование в металлических системах многообразно, но практически всегда сопровождается упорядочиванием и упрочнением сплава. Упорядочение и выделение металлических соединений, приводящее к упрочнению сплава, должно сопровождаться уменьшением объема системы или ослаблением энергии межатомного взаимодействия, которое обеспечивает выигрыш в энергии системы. Упорядочение сплавов – еще одно подтверждение принципа самоорганизации в неравновесных термодинамических системах, сформулированного нами в главе 6.

6. Рассчитать изменение свойств сплава при образовании новых металлических фаз в твердом состоянии можно, используя структурную энтропию и вероятностные функции распределения внутренних напряжений. Изменение свойств сплава при упорядочении (упрочнение и снижение пластичности) зависит от температуры и типа упорядочения, химического состава сплава. Изменение энтропии при упорядочении с образованием соединения АВ численно равно и противоположно по знаку энтропии смешения $\Delta S_{\text{упор}} = -\Delta S_{\text{см}} = -R \ln 2$.

7. Дисперсионное твердение сплава представляет собой упорядочение при старении, которое не могло произойти при охлаждении пересыщенного твердого раствора по причинам недостаточной концентрации и малой подвижности атомов легирующего элемента. Расчет изменения свойств сплава при упорядочении может быть использован для расчета свойств состаренных сплавов. Многостадийность старения и перестаривание может быть обусловлена изменением типа упорядочения (типа соединения) и пространственной переориентации атомов легирующих элементов.

Глава 10. КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ ТЕКСТУРА

10.1. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ТЕКСТУРЕ

Термин «текстура» означает *строение* (например, ткани), расположение частей, построение (например, какого-либо произведения). В материаловедении термином «текстура» обозначают преимущественную ориентацию кристаллитов (зерен) в поликристаллическом материале относительно каких-либо выбранных плоскостей или направлений в пространстве металла. Различают понятия *механической* текстуры и *кристаллографической* текстуры.

Механическая текстура – это преимущественная ориентация зерен в направлении зерен максимальных деформаций без учета расположения кристаллографических плоскостей и направлений в этих зернах. Так, например, в холоднокатаном металле зерна имеют сплюснутую форму в вертикальном направлении и вытянутую в продольном. Если прокатка происходила без заметного уширения, то в поперечном направлении размер зерна существенно не изменяется по сравнению с исходным состоянием. Механическая текстура не дает большой информации об анизотропии свойств деформированного металла, но приводит к уменьшению протяженности границ в поперечном направлении, к торможению межзеренных трещин и увеличению предела прочности при растяжении.

Кристаллографическая текстура представляет собой преимущественную ориентацию кристаллографических плоскостей и направлений относительно выбранных в пространстве металла плоскостей и направлений. Например, при исследовании текстуры прокатанного листа определяют, какие кристаллографические плоскости зерен выходят на поверхность листа (т.е. лежат в плоскости листа) и какие кристаллографические направления в этих зернах ориентированы вдоль направления прокатки. На рис. 10.1,*а* показано, что в плоскости листа лежит кристаллографическая плоскость (100), а вдоль направления прокатки ориентировано направление $\langle 100 \rangle$, на рис. 10.1,*б* – плоскость (100) и направление $[110]$. Поскольку в кристаллах существует совокупность равноценных плоскостей и направлений, например, шесть плоскостей типа (100) и шесть направлений типа $[100]$, то говорят о текстуре $\{100\}\langle 100 \rangle$, где скобками $\{ijk\}\langle hkl \rangle$ определяют совокупность плоскостей и направлений.

Если множество зерен имеют одинаковую ориентацию (плоскости и направления) в пространстве металла, то говорят, что металл обладает преимущественной кристаллографи-

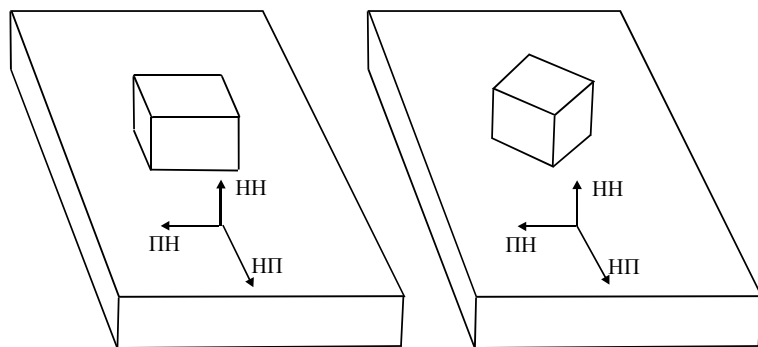


Рис. 10.1. Схематическое изображение текстуры листа:
а – $(100)\langle 100 \rangle$; б – $(100)\langle 110 \rangle$

ческой текстурой (или текстурован). Металл может иметь несколько преимущественных ориентаций зерен, или несколько типов текстуры.

Кристаллографические текстуры во многом определяют анизотропию механических и фи-

зических свойств металлов, поэтому их изучению уделяется большое внимание. Можно отметить, что управление текстурой дает возможность регулировать пластичность, что особенно важно для холодной деформации малопластичных металлов; дает возможность снижения сопротивления деформации, а, следовательно, и энергозатрат на деформацию и себестоимость готового изделия. Кроме текстуры на анизотропию механических свойств металлов сильное воздействие оказывает ориентированное расположение включений (границ) второй фазы.

10.2. СТЕРЕОГРАФИЧЕСКАЯ ПРОЕКЦИЯ

Стереографические проекции используют для анализа кристаллографических текстур. В дальнейшем будем вести речь о кристаллографических текстурах, поэтому будем называть их просто текстурами.

Поместим кристалл в центр сферы большого диаметра и от кристаллографических плоскостей кристалла, например, $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ и других, проведем нормали. Эти нормали называются направлениями; они пересекутся со сферой в различных точках, которые называют *полюсами*. Совокупность полюсов на поверхности сферы называют сферической проекцией, рис. 10.2. Как и кристалл, помещенный в сферу, сферическая проекция обладает симметричным расположением полюсов.

Как показывает практика, использование сферической проекции не всегда удобно, поэтому решили для упрощения пользоваться так называемой *стереографической проекцией*. Для ее построения от каждого полюса, например, X на рис. 10.2,а, проводят прямую линию, соединяющую X с одним общим полюсом. На рис. 10.2,а общий полюс обозначен P' . Точка пересечения X' этой прямой PX с экваториальной плоскостью BBM показывает положение полюса X на стереографической проекции, а на рис. 10.2,б показано расположение полюсов на сферической проекции, а на рис. 10.2,в – на стереографической проекции. Как видно, стереографическая проекция также обладает симметрией, поэтому часто пользуются только

сектором в $1/8$ часть стереографической поверхности. Для выполнения измерений на стереографической проекции используют сетку Вульфа, которая получена путем проекции меридианных и широтных кругов на экваториальную плоскость.

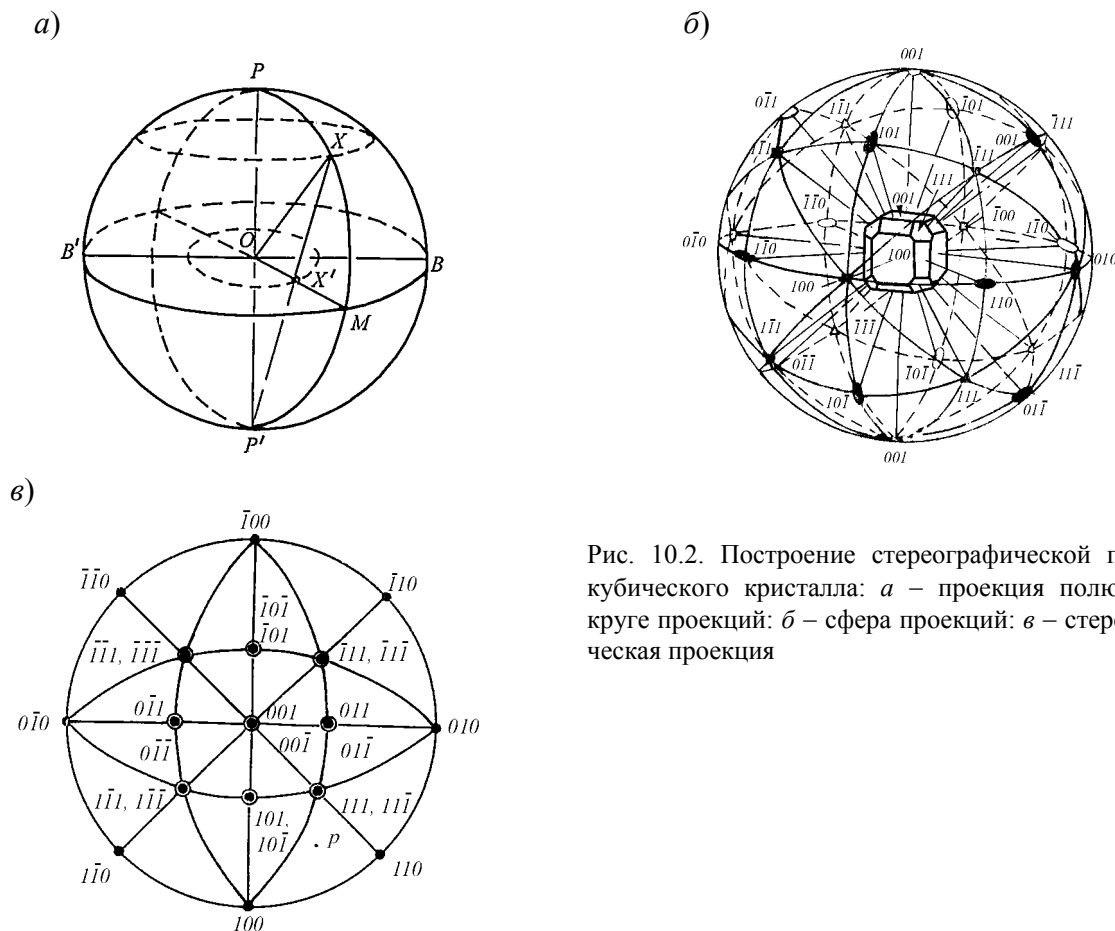


Рис. 10.2. Построение стереографической проекции кубического кристалла: а – проекция полюса X на круге проекций; б – сфера проекций; в – стереографическая проекция

10.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕКСТУРЫ

На практике используются прямые и косвенные методы исследования текстур. К косвенным методам относятся методы, основанные на измерениях анизотропии механических или физических свойств, например, измерения предела текучести или магнитной проницаемости. Прямыми методами исследования текстуры считают рентгенографический, оптический и металлографический.

Металлографический метод основан на том, что различные кристаллографические плоскости взаимодействуют с различной интенсивностью с химическими реактивами. Например, за одно и то же время взаимодействия образуют в окислительной среде оксиды различной толщины, которые имеют различные цветовые оттенки (желтый, зеленый, красный и т.д.). Выполнив травление в заданных условиях, можно определить долю зерен, окрашенных, например, в красный цвет, который дает в использованном реактиве плоскость, например,

(111). Доля красного цвета на поверхности исследованного шлифа покажет долю зерен, ориентированных гранью (111) в плоскости образца, вырезанного, например, из листа.

Рентгенографический метод основан на явлении дифракции рентгеновских лучей. По-

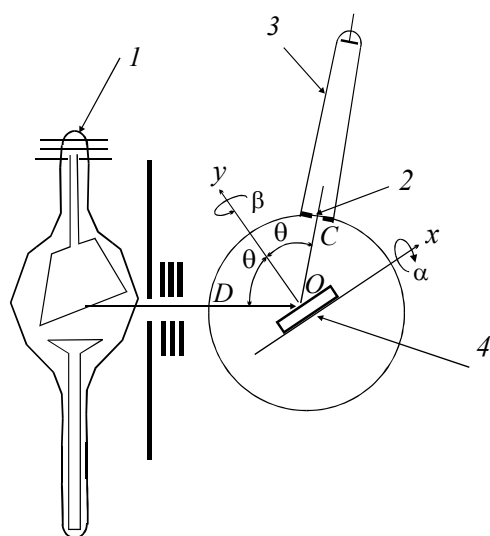


Рис. 10.3. Схема рентгеновской установки для исследования кристаллографической текстуры:

1 – рентгеновская трубка; 2 – входная диафрагма; 3 – счетчик отраженных импульсов; 4 – поворотный столик с образцом

ток рентгеновских лучей определенной длины волны испускает рентгеновская трубка (рис. 10.3). Он проходит сквозь узкую щель и попадает на исследуемый образец, который имеет форму диска и помещен на поворотный столик. Поворотный столик позволяет образцу вращаться вокруг собственной оси y на угол β , а также поворачиваться на угол α вокруг оси x , изменяя положение образца относительно падающего потока рентгеновского излучения.

Каждой кристаллографической плоскости (hkl), согласно закона Вульфа-Брегга, соответствует свой угол отражения для излучения определенной длины волны

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (10.1)$$

где λ – длина волны излучения; n – порядок отражения; d – межплоскостное расстояние исследуемой плоскости (hkl). Тогда при заданных λ , d имеем вполне определенный угол отражения θ для (hkl).

Образец в начальном положении устанавливается на столике таким образом, чтобы направление нормали к образцу находилось в плоскости, включающей падающий и отраженный от образца пучки. Этот угол принимается за нулевое положение ($\alpha=0$). Установим угол 2θ между осью падающего пучка и осью счетчика отраженных импульсов. При этом на счетчик попадает количество импульсов, пропорциональное количеству зерен, лежащих в плоскости поверхности образца исследуемой плоскостью (hkl), см. (10.1).

В этом положении ($\alpha=0$) образец поворачивают на угол 360° вокруг своей оси (один полный оборот) для того, чтобы вся совокупность плоскостей $\{hkl\}$ могла дать отраженный сигнал от падающего на образец пучка. При этом записывающее устройство выводит на печать график зависимости интенсивности отраженного сигнала $I(\beta)$, рис. 10.4 (пропорционального количеству зерен, имеющих ориентировку $\{hkl\}$ при угле $\alpha=0$), от угла поворота образца вокруг своей оси β .

После первого полного круга при $\alpha=0$ образец поворачивают на угол $\alpha=2,5 \div 4^\circ$ и вновь поворачивают образец вокруг своей оси на 360° , продолжая записывать график $I(\beta)$ для

второго круга. Эту процедуру продолжают до углов разворота образца $\alpha=70\div 90^\circ$. Обычно образец разворачивают до углов $\alpha=70^\circ$, поскольку при больших углах могут возникать большие искажения ввиду того, что под падающий пучок рентгеновского излучения могут попасть торцевые участки исследуемого образца.

Для определения интенсивности отражения рентгеновских лучей от исследуемого текстурованного образца, представленной на рис. 10.4, кривая I , проводят такую же съемку для бестекстурного образца (эталона). Бестекстурный образец получают из металлического мелкодисперсного порошка, полученного из того же материала, что и исследуемый бестекстурный образец. Порошок хорошо перемешивают, добавляют связующее вещество (глицерин или технический вазелин), вновь перемешивают, а затем заполняют полученной смесью специальную стеклянную кювету. Исследование интенсивности отражения в зависимости от углов α и β должно на эталоне показать постоянное значение $I(\beta)=\text{const}$. Эту величину принимают за единицу отражения (кривая 2 на рис. 10.4). Интенсивность отражения $I(\alpha, \beta)$ от текстурованного образца считают в этих единицах отражения.

Для анализа текстуры исследуемого образца на стандартную стереографическую проекцию для какой-либо плоскости (например, для плоскости $\{001\}$ на рис. 10.2) при помощи спирали наносят интенсивность отражений $I(\alpha, \beta)$. Шаг спирали соответствует шагу поворотов по углу α . За исходную точку отсчета, как было указано, принимают направление прокатки (НП).

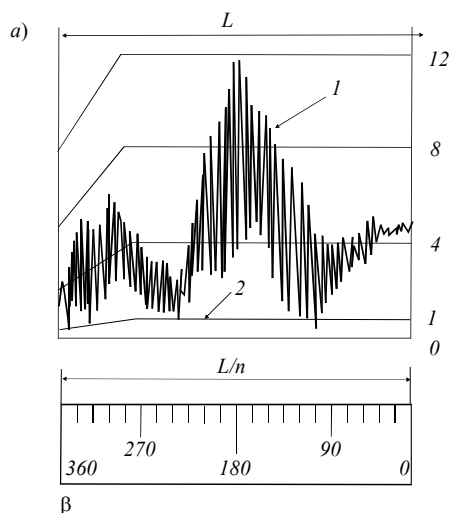


Рис. 10.4. Текстурная кривая $\{200\}$, полученная съемкой на отражение (а) и линейка с делениями (в градусах) для построения полюсной фигуры (б)

Построение полюсной фигуры по сути напоминает построение топографической карты, на которой высоты гор или холмов показаны не цветом, а линиями, определяющими некоторую высоту. Например, – 100 м – линия, показывающая высоту ландшафта 100 м над уровнем моря. Аналогичные линии присутствуют на полюсной фигуре вокруг некоторых полюсов, например, вокруг (111). Число – 10 – показывает интенсивность отражений в данной плоскости от исследуемой плоскости, измеренную в единицах отражений от бестекстурного эталона. Чем больше это число, тем выше интенсивность текстуры.

Стереографическая проекция какой-либо плоскости с нанесенными на нее интенсивностями отражений исследуемой плоскости называется *полюсной фигурой*. Если съемка текстурной кривой $I(\alpha, \beta)$ производится путем поворота образца на угол α , то такие полюсные фигуры называются *прямыми*. Таким образом, в результате съемки прямых полюсных фигур

определяют углы и направления, в которых лежат исследуемые плоскости, например, плоскости $\{111\}$ относительно плоскости образца и относительно направлений прокатки НП или поперечного направления ПН.

При съемке *обратных полюсных фигур* угол поворота образца α остается неизменным (как правило, $\alpha=0$), а изменяется угол падения рентгеновского пучка θ (угол отражения). Угол θ устанавливают для каждой из интересующих плоскостей, например, (100); (110); (111); (112); (113) и т.д. Для каждого θ выполняется оборот образца вокруг своей оси, $\beta=360^\circ$. Таким образом производится анализ тех плоскостей, которые дают максимальные интенсивности отражения именно в плоскости образца, на которую падает и от которой отражается рентгеновский пучок. За счет изменения угла β определяют разворот этих плоскостей относительно основных пространственных направлений в образце (например, направления прокатки НП и поперечного направления ПН).

Итак, при съемке обратных полюсных фигур определяют, какие именно кристаллографические плоскости лежат в плоскости листа (исследуемой поверхности образца) и как они ориентированы относительно направления прокатки НП и поперечного направления ПН.

Можно отметить, что съемка прямых полюсных фигур дает обширную информацию о расположении исследуемых ориентировок $\{hkl\}$ в пространстве металла, а съемка обратных ПФ – об интенсивности ориентировок в плоскости листа и дает возможность построить плотность распределения ориентировок в плоскости листа.

Современные приборы для определения текстур (рентгеновские текстурные дифрактометры) имеют программное обеспечение для построения прямых и обратных полюсных кривых и функций распределения ориентировок в плоскости листа.

10.4. КОНЦЕПЦИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕКСТУРЫ ДЕФОРМИРОВАННОГО МЕТАЛЛА

Текстура деформированного металла зависит от многих факторов, среди которых следует отметить исходную текстуру литого металла, тип кристаллической решетки, температуру, степень и скорость деформации, условия трения на контакте металла с деформирующим инструментом, схему напряженно-деформированного состояния. Зачастую эти факторы оказывают на процессы текстурообразования противоположное влияние.

Для описания текстуры деформированных металлов выполнено огромное количество экспериментальных работ, результаты которых обобщены в многочисленных монографиях. Однако к настоящему времени не сложилось единого мнения по поводу причин текстурообразования для различных групп металлов и схем напряженного состояния. Еще более сложная ситуация наблюдается с текстурами отожденных металлов.

Очень важно понять, что для упорядочения и систематизации экспериментальных данных необходимо сформулировать концепцию, систему взглядов, а анализ результатов выполнять на ее основе. Иначе «огромное количество экспериментального материала может оказаться кучей никому ненужного хлама». Возможно, что некоторые элементы предварительно принятой концепции не подтверждаются экспериментом. Тогда, если мы уверены в правдивости экспериментальных данных, следует скорректировать концепцию и создать, таким образом, теорию.

Попробуем создать концепцию текстурообразования при пластической деформации на основе той информации о процессах текстурообразования, которую мы приобрели при рассмотрении материала предыдущих глав. Будем рассматривать текстурообразование при продольной плоской прокатке, поскольку именно этот вид деформации наиболее распространен, а текстурообразование в листе наиболее значимо как для получения изотропного, так и анизотропного листов.

Концепцию для описания текстуры деформированных металлов разработаем на основе следующих положений:

1. Все процессы текстурообразования в металлах, к которым относится и текстурообразование, происходят в согласии с принципом самоорганизации, который мы сформулировали в разделе 6.4. Напомним, что он состоит в следующем: система образует структуру, т.е. располагает свои энергозаряженные¹ элементы таким образом, чтобы при минимуме запасенной (диссипированной) энергии уравновесить внешние воздействия при минимуме энергии. Как только внешние условия изменяются, система образует новую структуру (новый тип структуры, новый порядок). При снятии внешних воздействий система сбрасывает структуру, стремясь вновь к минимуму энергии. Чем более неравновесной является система, тем более сложную структуру она образует. Минимум запасенной во время деформации энергии – это минимальное деформационное упрочнение.

2. Металл подчиняется принципу самосохранения, согласно которому он включает последовательно все доступные ему механизмы деформации, чтобы предохранить себя от разрушения. Чем больше степень деформации и выше уровень неравновесности системы, тем более сложным и энергоемким является механизм деформации металла. Очередность срабатывания механизмов деформации определяется их энергетической выгодностью. Таким образом, ротационный механизм дополняет дислокационный, как только становится энергетически выгодным условие образования новых границ деформационного происхождения.

¹ Каждый элемент системы обладает упругой энергией, связанной с искажениями кристаллической решетки, вносимыми дефектами кристаллической решетки.

3. При дислокационном механизме деформации происходит пространственная переориентация кристаллитов (зерен) таким образом, чтобы обеспечить минимум деформационного упрочнения, т.е. минимум запасенной во время деформации энергии. Естественно, что минимальные значения деформирующих напряжений и деформационного упрочнения обеспечиваются в том случае, если плоскости легкого скольжения ориентированы вдоль действия максимальных касательных напряжений, см. раздел 9.2. Например, при прокатке касательные напряжения

$$\tau_{13} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}, \quad \tau_{12} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}, \quad \tau_{23} = \frac{\sigma_2 - \sigma_3}{2}$$

расположены под углом $\sim 45^\circ$ относительно направления действия нормальных напряжений $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ соответственно. Тогда плоскости легкого сдвига $\{111\}$, обеспечивающие минимальные значения деформирующих напряжений и минимальное деформационное упрочнение должны ориентироваться под этим же углом вдоль действия $\tau_{13}, \tau_{12}, \tau_{13}$.

Необходимость разворота зерен в этих направлениях можно было бы считать *принципом текстурообразования* в металлах, если это положение найдет экспериментальное подтверждение.

Таким образом, до начала ротационной пластичности в металлах следует ожидать проявлений тенденции разворота плоскостей легкого сдвига под углом, близким к 45° относительно плоскости листа в направлении действия σ_2 и σ_3 , т.е. в направлении прокатки НП и поперечном направлении ПН. Плоскостями легкого сдвига в ГЦК металлах являются плоскости $\{111\}$, в ОЦК металлах – плоскости $\{100\}$, в ГПУ металлах – плоскости $\{0001\}$.

4. Когда механизмы дислокационной пластичности в системах легкого сдвига вырабатываются, т.е. скольжение дислокаций становится невозможным за счет образования большого числа барьеров, то преобладающим становится скольжение дислокаций вдоль вторичных систем, например, $\{100\}$ в ГЦК металлах, $\{110\}$ и $\{211\}$ в ОЦК металлах, $\{10\bar{1}0\}$ в ГПУ металлах. При пластической деформации в реальных условиях, например при прокатке, сдвиговые напряжения могут быть настолько велики, что в механизмах пластичности участвует скольжение по нескольким системам. В связи с этим, очевидно, не следует ожидать формирования идеальной текстуры – ожидаемые ориентировки всегда будут развернуты на некоторые углы в пространстве металла.

5. Уменьшение энергии дефекта упаковки в металле, например, за счет легирования и формирования структуры твердого раствора приводит к облегчению расщепления дислокаций и образованию сидячих (неподвижных) дислокаций. При этом скольжение в первичной системе блокируется раньше, чем в металлах с высокой энергией дефекта упаковки. Преоб-

ладающим может стать двойникование или скольжение дислокаций вдоль вторичных систем, например, $\{110\}$ в ГЦК металлах, $\{211\}$ в ОЦК металлах.

6. Для внутризеренной деформации металла характерно наличие множества механизмов: скольжения дислокаций, двойникование, образование ячеистых и фрагментированных структур. Зерна не сохраняют свою целостность, их общие развороты состоят из разворотов отдельных ячеек, фрагментов, областей. Текстура деформации является результатом этих отдельных разворотов ячеек, фрагментов или областей; текстура металла представляет собой совокупность преимущественных микроориентаций.

Будем считать, что развороты при образовании фрагментов или переориентированных областей происходят не случайным образом, в согласии с принципом самоорганизации, для разворота и переориентации преобладающей при больших степенях деформации (вторичной) системы скольжения вдоль направления максимальных касательных напряжений.

Таким образом, можно предположить, что образование переориентированных областей в деформированном металле обусловлено необходимостью включения дополнительного механизма дислокационной пластичности по вторичным системам при выработке (исчерпании возможностей) первичных систем.

7. Если пластическая деформация металла происходит в условиях сильного трения на контакте металла с обрабатывающим инструментом, то в приповерхностных слоях металла возникают значительные по величине касательные напряжения $\tau_{\text{конт}} = \mu\sigma$, где μ – коэффициент трения, σ – нормальные напряжения. При этом в приповерхностных областях плоскости легкого скольжения должны ориентироваться вдоль действия $\tau_{\text{конт}}$, т.е. в плоскости, приблизительно параллельной плоскости листа. По мере углубления в металл от поверхности контакта должна изменяться и преимущественная ориентация зерен: можно ожидать перехода ориентации основной системы скольжения от плоскости, параллельной плоскости листа, к плоскостям действия τ_{13} , τ_{12} , τ_{13} .

Итак, мы сформулировали основные принципы для описания текстурообразования в металлах, на основе которых проанализируем текстуры некоторых металлов или сплавов при различных схемах напряженно-деформированного состояния.

10.5. ТЕКСТУРЫ ПРОКАТКИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Напряженное состояние при прокатке описать достаточно сложно без применения компьютерной техники. Поэтому в 30-е годы XX столетия при построении теории текстурообразования при прокатке стремились его упростить. Предположили, что это напряженное состояние можно описать суперпозицией сжатия в направлении нормали HN и растяжения в

направлении прокатки НП. Текстура прокатки при этих допущениях описывается такой комбинацией текстур сжатия и растяжения, которая удовлетворяет геометрическим условиям, налагаемым на взаимную ориентацию осей сжатия и растяжения в кристаллах.

Были введены следующие предположения:

- развитие текстуры прокатки происходит в результате вращения вокруг осей сжатия и растяжения по отдельности;
- одна из осей (сжатия или растяжения) лежит в единичном треугольнике $[100]-[111]-[110]$, а другая, будучи перпендикулярной первой, может располагаться в произвольном месте стереографической проекции;
- одновременное вращение вокруг обеих осей должно вести вектор ориентации кристаллита в одну и ту же точку. При этом удастся предсказать многокомпонентную текстуру прокатки ГЦК металлов: главный компонент $(110)[\bar{1}12]$ и побочные компоненты $(110)[\bar{1}11]$ и $(110)[001]$.

Экспериментальные исследования показывают следующее.

1. Существует два типа текстур прокатки ГЦК металлов – текстура прокатки чистых металлов $(110)[\bar{1}12] + (\bar{1}12)[11\bar{1}]$ и текстура прокатки сплавов: $(110)[\bar{1}12] + (110)[001] + (111)[\bar{1}12]$. Индексы плоскостей, например (110) , показывают кристаллографические плоскости зерен, лежащие в плоскости листа, а индексы направлений, например $[11\bar{1}]$, – кристаллографические направления в зернах, совпадающие с направлением прокатки.

Первый тип текстур возникает во всех чистых металлах, кроме серебра и иттербия. Часто его называют «текстурой прокатки меди», так как именно на меди выполнено большинство наиболее полных исследований текстуры. Второй тип текстур имеет большинство сплавов с ГЦК решеткой, серебро и иттербий. По аналогичной причине он получит название «текстура прокатки латуни» или «текстура прокатки сплава».

2. Текстуры прокатки ГЦК металлов оформляются после больших степеней деформации ($\epsilon \geq 20\%$). Видимое различие между двумя типами текстур обнаруживается после еще больших степеней деформации ($\epsilon \geq 50\%$).

3. Тип текстуры прокатки определяется степенью легирования: чем больше легирован сплав, например, цинком при получении латуни, тем больше в нем преобладает второй тип текстур, «текстура латуни» и, наоборот, чем чище металл, тем больше преобладание текстуры меди.

4. Наблюдается корреляция между типом текстуры и энергией дефекта упаковки. Чем меньше $\gamma_{д.у.}$, тем сильнее развивается текстура латуни. Чем больше $\gamma_{д.у.}$, тем сильнее вклад текстуры меди.

Профессор В.В. Рыбин в [12] так описывает развитие текстур прокатки в латуни. Образование переориентированных областей в кристалле и фрагментация зерен начинается после деформации $\varepsilon \geq 0,1 \div 0,2$. Приблизительно при этих же степенях деформации проявляется и текстура деформации. Очевидно, что и текстурообразование обусловлено началом ротационного механизма пластической деформации.

Развитие пластической деформации и структурообразования в меди и в латуни идет различным образом. В латуни большую роль играет двойникование, которое активно начинает действовать при $\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{дв}}$, величина которой коррелирует с энергией дефекта упаковки. Чем меньше $\gamma_{\text{д.у.}}$, тем меньше $\varepsilon_{\text{дв}}$. Для латуни Л70 с содержанием цинка 30 мас.% $\varepsilon_{\text{дв}} \approx 0,5$. Это обстоятельство объясняет и то, что текстура латуни начинает выделяться от текстуры меди лишь после обжатий более 50%, а также тот факт, что уменьшение содержания цинка (уменьшение степени легированности сплава) приводит к росту $\varepsilon_{\text{дв}}$ и ослаблению вклада текстуры латуни.

Полюсные фигуры меди и латуни практически не отличаются до степени деформации $\varepsilon = 40 \div 50\%$. При этом текстура обоих материалов соответствует ориентировкам $(110)[\bar{1}12]$. Затем в латуни возрастает интенсивность ориентировки $(111)[11\bar{2}]$. Максимальную интенсивность она приобретает при относительных обжатиях 80÷85%. При дальнейшем увеличении обжатий до 98% ($\varepsilon = 3,8$) она снижается и дает лишь слабое превышение над фоном.

Ориентировка (110) также ведет себя достаточно характерно. Сначала она резко усиливается и достигает максимальной интенсивности при обжатиях ~50%. Затем ее интенсивность уменьшается до минимума при обжатиях ~80%, а при продолжении деформации опять начинает монотонно увеличиваться. При больших деформациях главной текстурной компонентой становится $(110)[\bar{1}12]$ с добавками $(110)[001]$.

Сопоставление с наблюдениями эволюции структуры металла позволяет объяснить немонотонность изменения интенсивности указанных ориентировок от степени деформации.

Первые признаки нормальной фрагментации зерен в латуни проявляются при обжатиях ~50%. Ориентация фрагментированного металла соответствует текстуре типа $(110)[\bar{1}12]$. При увеличении обжатий количество этих фрагментов увеличивается, поскольку ротационный механизм деформации становится преобладающим.

При дальнейшем росте обжатий преимущественным механизмом деформации становится разновидность ротационного механизма – двойникование. Появление и значительное усиление ориентировки $(111)[11\bar{2}]$ связана с тем, что двойниковые пластины в процессе деформации поворачиваются как единое целое, ориентируют свои плоскости залегания (плоскости типа $\{111\}$) параллельно плоскости прокатки. Именно поэтому с ростом обжатий до 80% наблюдается увеличение интенсивности I_{111} и вклада текстурной компоненты

$(111)[11\bar{2}]$. Своего наибольшего значения I_{111} достигает при обжатиях, которые обеспечивают максимальную объемную долю двойников. Поскольку эта доля не превышает 25%, компонента $(111)[11\bar{2}]$ всегда остается значительно слабее, чем $(110)[\bar{1}12]$.

При обжатиях более 80% наступает стадия бурного зарождения полос сброса, одного из механизмов фрагментации (или образования переориентированных областей). Это, естественно, должно сопровождаться ослаблением полюсной плотности I_{111} и усилением I_{110} , поскольку ориентация металла в полосах сброса соответствует текстуре типа $(110)[001]$. Поэтому вклад этой компоненты текстуры монотонно увеличивается с ростом объемной доли материала, охваченной полосами сбросов.

Таким образом, не прибегая к формальным механизмам, а лишь на основе информации о механизмах деформации металла, В.В. Рыбину удалось описать текстурообразование в металле.

На рис. 10.5 представлены прямые полюсные фигуры центральных слоев образцов из алюминия, серебра, железа и титана, прокатанных со степенью деформации более 90%. Толщина прокатанного металла $h=0,2\div 0,5$ мм.

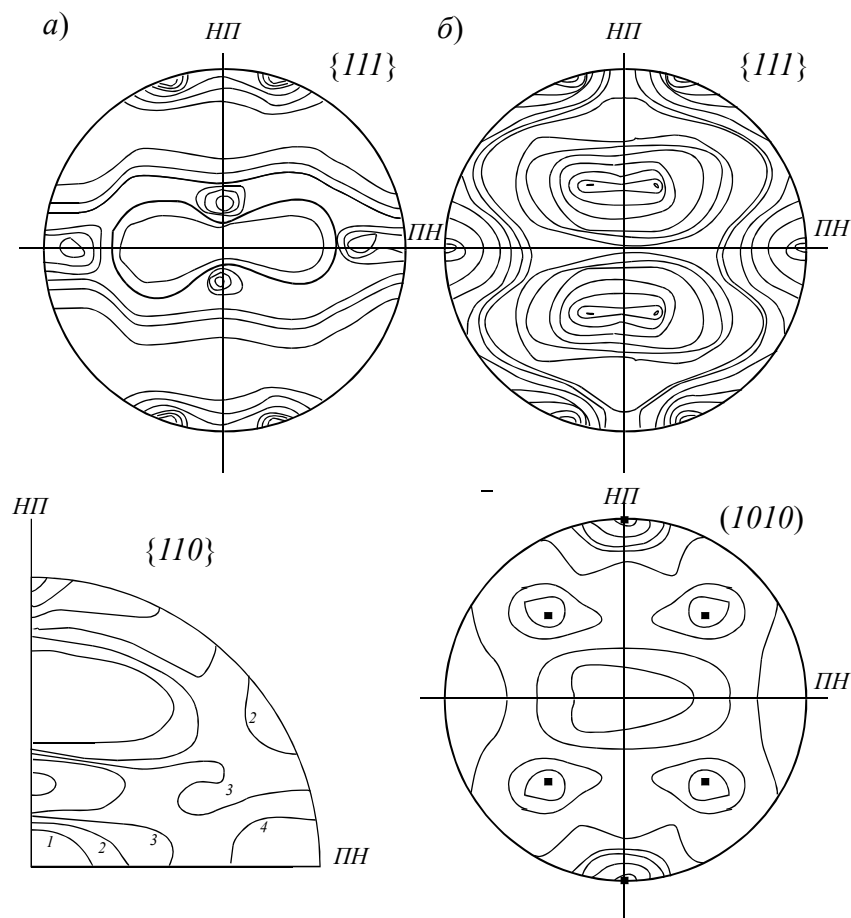


Рис. 10.5. Полюсные фигуры центральных слоев полос из алюминия (а), серебра (б), железа (в), титана (г), прокатанных с обжатием более 90%

Алюминий и серебро сильно отличаются друг от друга как энергией дефекта упаковки (для алюминия $\gamma_{д.у.}=0,25\div0,29$ Дж/м², для серебра и $\gamma_{д.у.}=0,01\div0,04$ Дж/м²), так и температурой плавления (933,5 К для алюминия и 1235 К для серебра). При прокатке эти металлы имеют различные значения коэффициента трения в паре со сталью валков – у алюминия он практически вдвое выше, чем у серебра.

Полюсные фигуры на рис. 10.5 свидетельствуют о том, что после больших степеней деформации при прокатке имеется четко выраженная тенденция к повороту основной плоскости скольжения {111} под углом 45° к плоскости прокатки. Поворот наблюдается как в направлении действия напряжений σ_2 (НП), так и напряжений σ_3 (ПН). Для серебра поворот в направлении прокатки НП более выражен, так как из-за более низкого трения на контакте «металл – прокатный валок» должно наблюдаться меньшее сопротивление для разворота плоскостей {111}. Отметим, что в алюминии плоскости {111} развернуты на угол ~30° в НП относительно направления нормали НН, а также на угол ~50° в поперечном направлении ПН. Таким образом, существует ориентация {111} вдоль τ_{13} и τ_{12} , причем более выражена ориентация вдоль максимальных касательных напряжений τ_{13} .

Для серебра плоскости {111} ориентированы на угол ~40° в НП (действие σ_2) и 70÷75° относительно ПН (действие σ_3). При этом можно сказать, что под углом, близким к 45° в поперечном направлении ориентированы плоскости вторичного скольжения {100}.

Для железа плоскости легкого скольжения {110} ориентированы под углом ~ 25÷30° относительно плоскости прокатки, как в продольном, так и в поперечном направлении. При этом плоскости вторичного скольжения {100} ориентированы под углом 55÷60° относительно той же плоскости в тех же направлениях. Таким образом, можно предположить, что при больших степенях деформации существует конкуренция между первичной и вторичной системами скольжения, что дает ориентацию вдоль действия максимальных касательных напряжений некоторой промежуточной ориентировки.

Если следовать сформулированной нами концепции, то можно сказать, что в металлах с большой энергией дефекта упаковки при прокатке с умеренными степенями деформации должна формироваться четкая текстура, при которой плоскости легкого скольжения ориентированы под углом 45° к плоскости прокатки. Это должно хорошо проявляться в металлах с сильной анизотропией скольжения, например, в ГПУ металлах.

Рассмотрим текстурообразование при прокатке уже знакомого по главе 5 (часть 1) металла – рения. Он характеризуется сильнейшим деформационным упрочнением, высоким значением энергии дефекта упаковки ($\gamma_{д.у.}=0,18\div0,3$ Дж/м²). Преимущественной системой

скольжения является базисная $(0001)\langle 11\bar{2}0 \rangle$, вторичная система скольжения – призматическая $\{10\bar{1}0\}\langle 11\bar{2}0 \rangle$.

Текстуру практически всех ГПУ металлов обычно описывают одной ориентировкой (0001) и указывают ее развороты относительно плоскости прокатки. Интересно, что при изготовлении рениевой фольги очень важно управлять текстурой: ориентация базисных плоскостей под углом 45° к плоскости прокатки позволяет значительно повысить пластичность металла и его деформируемость при прокатке. В готовой фольге, предназначенной для масс-спектрометров, анализирующих изотопный состав вещества, целесообразно иметь плоскость зерен (0001) , совмещенную с плоскостью фольги. Именно эта плоскость имеет максимальную термоионную работу выхода – одно из наиболее важных эксплуатационных свойств этой фольги.

Во время пластической деформации при холодной прокатке в рении формируется текстура, полюсные фигуры которой представлены на рис. 10.6. Видно, что текстурные максимумы для плоскости (0001) смещены от направления нормали на углы $20\div 60^\circ$ вокруг направлений НП и ПН. Приблизительно такие же текстуры наблюдаются у бериллия и других ГПУ металлов.

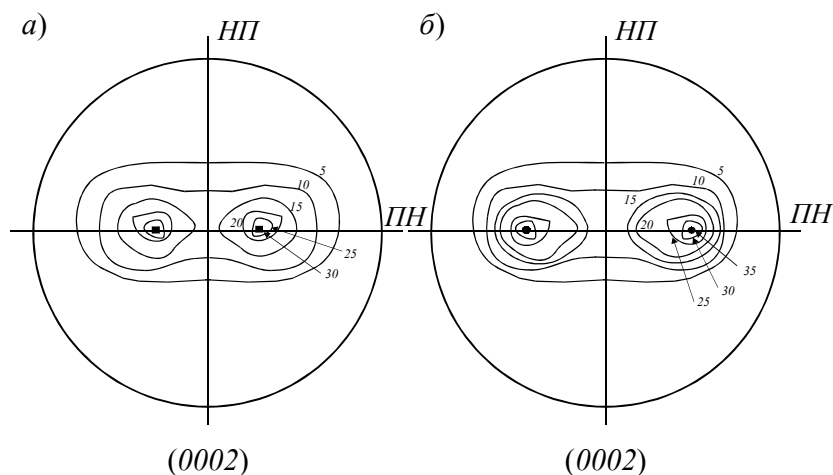


Рис.10.6. Полюсные фигуры $\{0002\}$ холоднокатаного рения:
а – деформация $\varepsilon = 20\%$; б – деформация $\varepsilon = 40\%$

Для поддержания такой текстуры, благоприятной для холодной прокатки, необходимо уметь сохранить ее при последующем отжиге. Тогда при последующей прокатке она может стать еще более совершенной. Возможно, что формирование такой текстуры, когда плоскости легкого скольжения ориентированы под углом 45° к плоскости прокатки листа или фольги, препятствует внешнее трение.

10.6. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ТРЕНИЯ НА ТЕКСТУРУ ПРОКАТКИ

Если на контакте деформируемого металла с обрабатывающим инструментом, например, прокатным валком, существуют значительные силы трения, то на контакте появляются дополнительные силы трения $\tau_{\text{конт}} = \mu\sigma$, где μ – коэффициент трения, σ – нормальные напряжения. Эти напряжения могут превышать другие касательные напряжения, действующие в металле. При этом, согласно сформулированной концепции текстурообразования, в приконтактных слоях можно ожидать разворота микрообъемов металла таким образом, чтобы плоскости легкого скольжения ориентировались вдоль действия $\tau_{\text{конт}}$ и лежали в плоскости листа.

В случае повышенного трения при прокатке на контактной поверхности формируется специфическая текстура, отличающаяся от текстуры центральных слоев того же образца. Она называется *поверхностной текстурой прокатки*. Обычно существует связь между ориентировками текстуры поверхности и центра, которые отличаются друг от друга на углы $25 \div 30^\circ$ и более. Переход от одной ориентировки к другой по мере продвижения вглубь металла плавный.

Установлено, что в ГЦК металлах поверхностная текстура прокатки может быть описана ориентировками $\{001\}\langle 110 \rangle$ и $\{111\}\langle hkl \rangle$, причем представляет интерес последовательность появления ориентировок этой текстуры. При небольшом коэффициенте трения на поверхности контакта с инструментом возникает ориентировка $\{001\}\langle 110 \rangle$. При этом кристаллографическая плоскость зерен металла $\{111\}$ расположена под углом 45° к плоскости листа. С увеличением коэффициента трения и росте касательных напряжений $\tau_{\text{конт}} = \mu\sigma$ в текстуре поверхностного слоя кроме ориентировки $\{001\}\langle 110 \rangle$ появляется также ориентировка $\{111\}\langle 110 \rangle$, а при очень большом коэффициенте трения на контакте металла с инструментом ориентировка $\{111\}\langle 110 \rangle$ преобладает.

В поверхностных слоях железа и других металлов с ОЦК решеткой, прокатанных без смазки в условиях высокого трения также формируется специфическая текстура $\{110\}\langle 001 \rangle$, $\{110\}\langle 112 \rangle$, т.е. все плоскости легкого сдвига ориентированы вдоль плоскости действия $\tau_{\text{конт}}$ в плоскости листа.

Таким образом, результаты экспериментов по исследованию текстуры листов, прокатанных при различных коэффициентах трения, подтверждают высказанный нами тезис о самоорганизации текстуры металла – плоскости легкого сдвига ориентируются в направлении действия максимальных касательных напряжений.

10.7. ТЕКСТУРЫ ВОЛОЧЕНИЯ

При волочении наблюдается текстурообразование, аналогичное наблюдаемому при прокатке. Текстуру проволоки принято характеризовать кристаллографическим направлением, которым большинство зерен ориентировано вдоль оси проволоки (оси волочения). В зависимости от толщины проволоки и условий трения на контакте «металл-фильера» в ГЦК металлах формируется текстура $\langle 100 \rangle$, при которой плоскости легкого сдвига $\{111\}$ расположены под углом 45° к направлению волочения, или вдоль действия касательных напряжений τ_{13} .

В ОЦК металлах при волочении формируется текстура $\langle 110 \rangle$, т.е. плоскости легкого скольжения ориентированы вдоль касательных напряжений $\tau_{\text{конт}} = \mu\sigma$. В ГПУ металлах вдоль оси проволоки ориентированы призматические направления $\langle 10\bar{1}0 \rangle$.

Таким образом, можно констатировать, что концепция текстурообразования в процессах холодной пластической деформации, сформулированная нами в разделе 10.5, в основном подтверждается экспериментальными данными. Можно сказать, что во время пластической деформации с умеренными обжатиями или вытяжками металл формирует текстуру, благоприятную для последующей деформации. Если для продолжения пластической деформации требуется провести промежуточный отжиг, то очень важно эту операцию термообработки выполнить таким образом, чтобы сохранить сформированную благоприятную текстуру и придать ей еще большую интенсивность.

10.8. КОНЦЕПЦИЯ ОПИСАНИЯ ТЕКСТУРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ

Текстуры металлов, которые формируются при отжигах после пластической деформации, зависят от текстуры деформации, температуры и продолжительности отжига, скорости нагрева металла. Они определяются механизмами термического разупрочнения и механизмами перестройки структуры.

На эти процессы текстурообразования при отжиге влияет степень предварительной деформации металла ε . При малых ε должна проявляться тенденция к формированию одного типа ориентировки. При увеличении степени деформации ε начинает работать ротационный механизм пластичности, при этом возможно появление второй ориентировки текстуры, обуславливающей работу вторичной системы скольжения. При больших ε возможно появление дополнительной ориентировки.

Во время отжига деформированных металлов происходят следующие внутренние процессы в зависимости от температуры, скорости нагрева и выдержки при постоянной температуре, а также от степени предварительной деформации:

1. Образование зародышей новых полигональных ячеек из дислокационных ячеек. Полигональные ячейки слабо разориентированы относительно исходного зерна и друг друга, но значительно снижают анизотропию кристалла. Энергия границы полигональной ячейки γ_s' мала, поэтому такие границы малоподвижны. Текстура металла после полигонизации должна мало отличаться от текстуры деформированного с умеренными степенями деформации металла. При этом текстурные максимумы должны несколько размываться на полюсных фигурах, что свидетельствует об уменьшении анизотропии свойств металла.

2. После критических степеней деформации и последующего нагревания металла наблюдается образование зародышей рекристаллизации, сильно отличающихся по ориентации от матричного зерна. Интенсивный рост этих зародышей может привести к изменению преимущественной ориентации зерен по сравнению с деформированным металлом.

3. Миграция малоугловых границ при полигонизации происходит с малыми скоростями по сравнению с миграцией границ рекристаллизованных зерен. Особенно быстро перемещаются границы новых зерен после больших степеней деформации, при которых формируются границы с большой удельной энергией γ_s' .

4. Во время миграции граница нового зерна поглощает другие дефекты кристаллического строения – вакансии, примесные атомы, дислокации, другие границы. Это вызывает изменение удельной энергии γ_s' , а как следствие – изменение скорости движения границы.

5. Миграция границ полигональных ячеек и рекристаллизованных зерен направлена по нормали к границе в сторону деформированной матрицы. Существует различие в понятиях «рост зерна» и «миграция границы». Согласно нашим представлениям, которые мы последовательно развиваем на протяжении этого учебного пособия, рост зерна и изменение его ориентации являются следствием миграции границы, которая происходит под действием движущих сил – напряжений, см. раздел 7.2.

6. По окончании первичной рекристаллизации или полигонизации (или «рекристаллизации на месте») границы зерен продолжают перемещаться под действием меньших напряжений, см. (7.6) – (7.8), раздел 7.2. Направление этой миграции может быть обусловлено следующими причинами:

- уменьшением *локального* радиуса кривизны границ при уменьшении их протяженности; при этом энергия границ $W_s = \gamma_s' s$ уменьшается за счет снижения площади границ s ;

- уменьшением *общей* протяженности границ и их площади s , что сопровождается увеличением среднего размера зерна;

- уменьшением поверхностной энергии границ $W_s = \gamma'_s s$ за счет снижения значения γ'_s ; в пределе $\gamma'_s \rightarrow 0$ при времени отжига $t_{\text{отж}} \rightarrow \infty$.

Таким образом, в результате длительного отжига при высокой температуре в металле должны формироваться малоугловые границы за счет диффузионного изменения ориентации зерен. Однако этот процесс во время отжига в металле не реализуется полностью, поскольку для границ может быть обеспечено условие потери подвижности при формировании зерен с плоскими границами. Для таких границ радиус кривизны $r \rightarrow \infty$, а движущие силы миграции $\frac{\gamma'_s}{r} \rightarrow 0$.

Таким образом, поведение границ зерен при формировании термически стабильной структуры подчиняется принципу самоорганизации и принципу минимума энергии. Если следовать принципу минимума энергии, то металл в результате отжига при $T_{\text{отж}} \rightarrow \text{max}$, $t \rightarrow \infty$ должен иметь текстуру, соответствующую выходу на поверхность (в особенности для листового материала) той ориентировки, которая создает в металле минимальные внутренние напряжения, создаваемые свободной поверхностью $\frac{\gamma_s}{a}$.

Напомним, что согласно представлениям, излагаемым в данном учебном пособии, любая поверхность раздела, в том числе и межзеренная граница, и свободная поверхность, создают в теле внутренние напряжения, обусловленные некомпенсированными межатомными связями. Плоскостями, создающими в металле наименьшие напряжения, являются плоскости, обладающие минимумом удельной поверхностной энергии γ_s и максимальным межплоскостным расстоянием a , что в итоге приводит к минимуму $\frac{\gamma_s}{a}$. Такими плоскостями в металле, очевидно, являются плоскости легкого сдвига.

Таким образом, для ГЦК металлов после высоких температур и больших времен выдержки при отжиге в плоскости листа должна находиться плоскость $\{111\}$, для ОЦК металлов – плоскость $\{110\}$, для ГПУ металлов – плоскость $\{0001\}$.

8. Если рассматривать текстурообразование в металлах и сплавах, претерпевающих при охлаждении фазовые превращения, то можно предположить, что при высоких температурах должна формироваться текстура, соответствующая плоскости наиплотнейшей упаковки для высокотемпературной фазы. Во время фазовых превращений эти плоскости дают вполне определенные ориентировки для низкотемпературной фазы. Например, плоскость $\{111\}$ в γ -Fe (аустените) превращается в $\{110\}$ в α -Fe (феррите).

10.9. ТЕКСТУРЫ ОТОЖЖЕННЫХ МЕТАЛЛОВ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

В ГЦК металлах в результате первичной рекристаллизации, а точнее – после отжига при средних температурах, при которых полигонизация и рекристаллизация могут быть конкурирующими процессами, формируется кубическая текстура (100)[001]. Эта текстура может быть очень острой. Кроме того, может наблюдаться сочетание кубической и ряда других ориентировок. Часто встречается более слабая ориентировка (122)[21 $\bar{2}$], которую, как принято считать, дают двойники отжига в зернах, имеющих кубическую текстуру.

Таким образом, можно видеть, что после отжига в ГЦК металлах формируется текстура, очень похожая на текстуру деформации для центральных слоев или для поверхностных при малом трении на контакте «металл – обрабатывающий инструмент». Текстура отжига (100)[001] является совершенной и очень хорошей для последующей деформации – плоскости легкого сдвига ориентированы под углом 45° к плоскости листа. *Металл сам приспосабливается для последующей деформации, нужно лишь помочь ему и не оказывать металлу «межвежеской услуги», испортив отжигом самоорганизующиеся текстуры.*

Кубическая текстура в ГЦК металлах представляет большой интерес для технолога. Давно известно, что сильная кубическая текстура приводит к образованию больших фестонов (утяжек листа) при формовке или вытяжке под углами 0 и 90° к направлению прокатки. В магнитных материалах, например железоникелевых сплавах, кубическая текстура способствует значительному улучшению эксплуатационных свойств.

В серебре высокой чистоты главный компонент текстуры – ориентировка, близкая к (120)[$\bar{2}11$], а в латуни Л70 (30% цинка) преобладает ориентировки (225)[734] или (113)[21 $\bar{1}$]. Таким образом, текстуры рекристаллизации сплавов с низкой энергией дефекта упаковки $\gamma_{д.у.}$ в достаточной степени схожи с текстурой деформации с неизбежными отличиями, состоящими в разворотах относительно различных осей на углы до 30°. Это обусловлено особенностями микромеханизмов разупрочнения и миграции границ).

При повышении температуры отжига и укрупнении размера зерен в ГЦК металлах наблюдается тенденция к формированию ориентировки (111). Это бывает хорошо заметно после высокотемпературного отжига тонких листов и фольг.

В ОЦК металлах и сплавах текстуры рекристаллизации в основном сходны между собой. В железе после прокатки с большими обжатиями и отжига при температурах ниже температур фазового превращения происходит следующее изменение текстуры. После завершения первичной рекристаллизации формируется текстура, сходная с текстурой прокатки. По

мере укрупнения зерен при собирательной рекристаллизации постепенно ослабевает интенсивность ориентировки (100)[011] и усиливаются ориентировки (111)[110] и (112)[110].

Текстура отжига при высоких температурах для ОЦК металлов хорошо изучена на сплавах Fe-Si, в которых отсутствуют фазовые превращения при содержании кремния более 3,8 ат.%. Отсутствие фазовых превращений ОЦК→ГЦК в кремнистом железе позволяет выбирать для отжига достаточно высокие температуры, при которых формируется так называемая ребровая текстура (110)[001], которую называют текстурой Госса.

В металлах и сплавах с ГПУ решеткой во многих случаях обнаруживали текстуру рекристаллизации, во многом сходную с текстурой прокатки. Отжиг при высоких температурах приводит в результате собирательной или вторичной рекристаллизации к выходу на поверхность листов или фольги базисной плоскости (0001), что обеспечивает минимум напряжений $\frac{\gamma_s}{a}$.

Таким образом, можно видеть, что при отжиге в области умеренных температур металл, как правило, сохраняет текстуру деформации, благоприятную для последующей прокатки, а после отжигов при высоких температурах таким образом организует процессы структурообразования, чтобы, стремясь к минимуму энергии в объеме системы, вывести на свободную поверхность плоскости, создающие минимальные напряжения $\frac{\gamma_s}{a}$, т.е. плоскости легкого сдвига – (111) для ГЦК металлов, (110) для ОЦК металлов, (0001) для ГПУ металлов.

10.10. УПРАВЛЕНИЕ ТЕКСТУРОЙ МЕТАЛЛА ПРИ ПОМОЩИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

Можно ли сохранить текстуру деформированного металла, при которой плоскости легкого сдвига стремятся сориентироваться под углом 45° к плоскости действия максимальных касательных напряжений? Очевидно, можно.

Для этого металл необходимо предварительно продеформировать с умеренными степенями деформации, чтобы перемещение дислокаций происходило преимущественно только по системе легкого скольжения. Напомним, что при больших степенях деформации включается вторичная система скольжения, и в плоскость действия максимальных касательных напряжений разворачиваются вторичные системы скольжения.

Напомним также, что направление действия максимальных касательных напряжений обусловлено схемой напряженно-деформированного состояния, а плоскость легкого сдвига определяется минимумом напряжений Пайерлса, см. раздел 3.4, часть 1. Рассмотрим возможность управления текстурой металла при пластической деформации и отжиге рения. Этот металл нам уже известен – в разделе 5.11 (часть 1) мы рассматривали особенности

структурообразования и упрочнения этого металла, в разделе 7.1 – изменение структуры при термической обработке, а в разделе 10.5 – текстурообразование при прокатке фольги.

Отметим, что рений отличается от других металлов сильнейшим деформационным упрочнением, потому управление текстурой для повышения пластичности этого металла является очень важной задачей. Для повышения пластичности металла при прокатке необходимо развернуть плоскости базиса (0001) под углом $\sim 45^\circ$ к плоскости фольги, а для улучшения эксплуатационных качеств фольги в ней необходимо создать базисную текстуру (0001) в плоскости фольги.

По данным раздела 10.5 при холодной прокатке фольги металл самоорганизуется и разворачивает базисные плоскости вдоль действия максимальных касательных напряжений, т.е. под углом, близким к 45° относительно плоскости фольги.

На рис. 10.7 представлены полюсные фигуры рения, отожженного при различных температурах в течение различного времени. Отжиг металла при температурах 1600°C ($0,5 T_{\text{пл}}$) в течение 30 мин мало изменил исходную текстуру прокатки. Можно отметить некоторое уменьшение интенсивности текстурных максимумов.

С увеличением выдержки при той же температуре отжига интенсивность базисной текстуры возрастает, что приводит к уменьшению «размытия» текстуры. Это обусловлено тем, что по окончании первичной рекристаллизации основной движущей силой процесса разупрочнения становится уменьшение внутренних упругих напряжений, создаваемых границами зерен. Следовательно, как мы отмечали в разделе 10.8, на поверхность фольги выводится плоскость базиса. Поскольку движущие силы собирательного процесса малы ($\gamma'_s/a_{\text{гп}} \leq 0,04$ МПа), то и процесс перемещения границ и формирования базисной текстуры происходит медленно.

В результате отжигов, выполненных при более высокой температуре 1800°C ($0,56 T_{\text{пл}}$) с различными скоростями нагревания формируются различные текстуры. При малых скоростях нагрева происходит заметное ослабление интенсивности всех текстурных максимумов и рассеяние их вокруг НН. Отдельные всплески высокой интенсивности – это отражения от крупных зерен, которые формируются при высокой температуре. Текстура, представленная на рис. 10.7,2, повторяет текстуру прокатки.

Подобное различие в текстурах отжига металла после нагрева с различными скоростями вполне объяснимо. При быстром нагревании металла до температур отжига $T_{\text{отж}}$ удовлетворяются условия образования границ как полигонального, так и рекристаллизационного типа, т.е. как малоугловых, так и высокоугловых. Достижение температур отжига происходит при нагревании потоком электронов практически мгновенно, поэтому при $T=T_{\text{отж}}$ рост зароды-

шей новых зерен при снятии деформационного упрочнения равновероятен. Это обусловлено тем, что движущие силы миграции границ при росте зародышей – деформационное упрочнение – практически одинаковы для всех границ, а поверхностное натяжение $\frac{\gamma'_s}{r}$ по величине существенно меньше, чем упрочнение в (7.6) – (7.8). В связи с этим текстура металла сохраняется в неизменном виде.

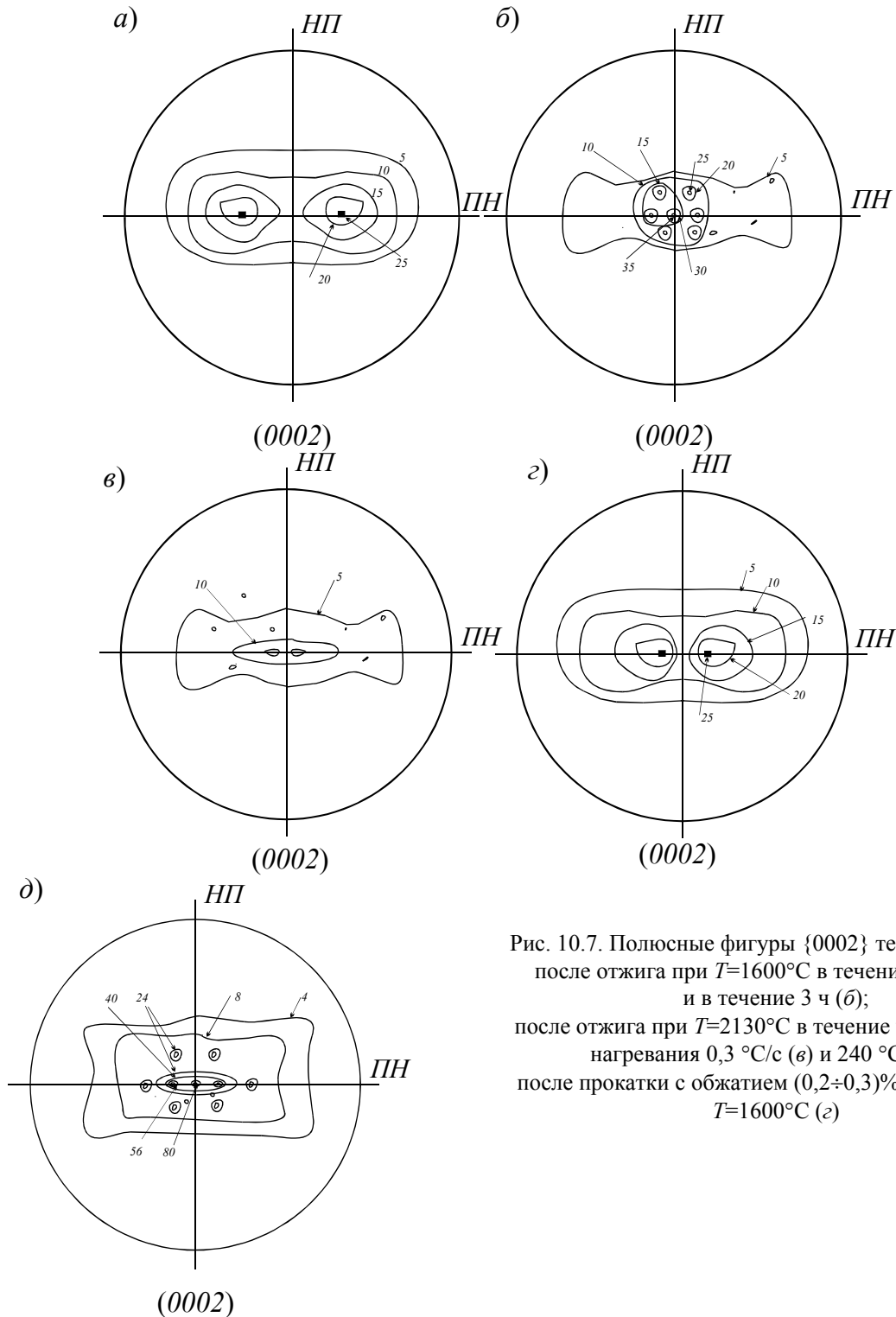


Рис. 10.7. Полюсные фигуры $\{0002\}$ текстуры рения:
 после отжига при $T=1600^\circ\text{C}$ в течение 30 мин (а)
 и в течение 3 ч (б);
 после отжига при $T=2130^\circ\text{C}$ в течение часа; скорость
 нагревания $0,3^\circ\text{C}/\text{с}$ (в) и $240^\circ\text{C}/\text{с}$ (г);
 после прокатки с обжатием $(0,2\div 0,3)\%$ и отжига при
 $T=1600^\circ\text{C}$ (д)

При собирательной рекристаллизации преимущественно мигрируют границы с максимальным значением $\frac{\gamma'_s}{r}$, т.е. границы с наибольшей энергией или наименьшим радиусом кривизны. Поэтому увеличение времени отжига приводит к усилению базисной ориентировки (0001).

Медленное нагревание металла способствует последовательному протеканию процессов разупрочнения – отжига, полигонизации, рекристаллизации. В связи с этим процессы, начинающиеся при более низких температурах $T < T_{\text{отж}}$ развиваются и протекают в более полной мере, чем при быстром нагревании. Полигонизация и образование субзеренной структуры во многом снимают деформационное упрочнение, препятствуют развитию рекристаллизации. Последовательность и различная степень развития полигонизации и рекристаллизации приводит к уменьшению интенсивности текстурных максимумов.

Собирательные процессы при увеличении времени отжига приводят к тем же процессам, что и в случае быстрого нагрева.

Способ обработки фольги – прокатка с критическими степенями деформации + отжиг при 1600°C приводит к формированию крупнозернистого металла: средний диаметр зерна в 20÷30 раз превышает толщину фольги и составляет 0,5÷1,0 мм. Практически все зерна имеют базисную ориентировку в плоскости фольги. Это свидетельствует о том, что в результате прокатки с критическими степенями деформации при отжиге в металле протекают собирательные процессы. Можно сказать, что уменьшение энергии системы при такой обработке, протекающее в соответствии с принципом самоорганизации (см. раздел 6.3), были активированы небольшой добавкой упругой энергии деформационного упрочнения.

При укрупнении зерна снижается предел текучести металла, а также внутренние напряжения, создаваемые границами зерен, уменьшается общая энергия системы. Физический механизм укрупнения размера зерен после критических степеней деформации состоит, очевидно, в следующем. Малые степени деформации и регламентированное деформационное упрочнение недостаточно для того, чтобы при нагревании были образованы новые границы полигональных ячеек или зародышей рекристаллизации. В то же время этой энергии достаточно, чтобы активировать избирательное движение некоторых существующих границ. Согласно условию (7.7)

$$-\frac{DT}{\mu} \Delta S_{\text{стр}}(\varepsilon) - \frac{\gamma'_s}{r} \geq 0,$$

этими границами являются границы с максимальным значением γ'_s и минимальным радиусом локальной кривизны r , т.е. наиболее крупные зерна.

В результате собирательного процесса после критической степени деформации можно ожидать, как и для обычного собирательного процесса, формирование текстуры, при которой на поверхность выходят плоскости легкого сдвига – (111) для ГЦК металлов, (110) для ОЦК металлов и (0001) для ГПУ металлов.

На рис. 10.7,д представлена полюсная фигура рениевой фольги толщиной 30 мкм после прокатки с обжатиюм $0,2 \div 0,3$ % и отжига при температуре 1600°K. Как видно, при этих режимах обработки в металле формируется необычайно острая базисная текстура интенсивностью до 80 единиц.

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

1. Текстурирование в металлах можно считать одним из элементов структурообразования как при неравновесном процессе пластической деформации, так и при самопроизвольном процессе термического разупрочнения. Это означает, что текстурирование должно подчиняться тем же принципам, что и структурообразование.

2. Анализ текстур деформации различных металлов показал, что текстура формируется согласно принципа самоорганизации: как и при растяжении плоскости легкого скольжения стремятся повернуться в направлении действия максимальных касательных напряжений, что обеспечивает минимум работы или мощности пластической деформации и минимум деформационного упрочнения.

При изменении геометрии пластического течения, при изменении направления действия максимальных касательных напряжений изменяется и текстура металла. Этим вызвано различие в текстурах поверхности и центральных слоев металла при различных коэффициентах внешнего трения при прокатке.

4. Стадии формирования текстур отжига холоднодеформированного металла хорошо коррелируют со стадиями термического разупрочнения. Конечная текстура металла, отожженного при высоких температурах в течение длительного времени соответствует минимуму упругой энергии напряжений, создаваемым границами зерен.

1. Агрикола Г.
2. Демидов А.И. «Георгий Агрикола» // Мир Металла. 2001. №2. С.45.
3. Магницкий О.Н., Пирайнен В.Ю., Колбасников Н.Г. Художественная деформация металла / Учебник для вузов. СПб., Изд-во СПбГТУ, 2000. 253 с.
4. Физическое металловедение / Под ред. Кана Р.У., Хаазена П. В 3-х т. Т.1. Атомное строение металлов и сплавов: Пер. с англ. – М.: Металлургия, 1987. 640 с.
5. Колбасников Н.Г. Теория обработки металлов давлением. Сопротивление деформации и пластичность / учебное пособие для вузов. СПб., Изд-во СПбГТУ, 2000. 320 с.
6. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. Введение: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 344 с.
7. Владимиров В.И. Физическая теория пластичности и прочности / Учебное пособие. I часть. Л.: ЛПИ, 1973. 120 с.
8. Владимиров В.И. Физическая теория пластичности и прочности / Учебное пособие. II часть. Л.: ЛПИ, 1975. 152 с.
9. Бернштейн М.Л., Займовский В.А. Структура и механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1970. 472 с.
10. Бернштейн М.Л., Займовский В.А. Механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1979. 494 с.
11. Бокштейн Б.С., Копецкий Ч.В., Швиндлерман Л.С. Термодинамика и кинетика границ зерен. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
12. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
13. Орлов А.Н., Переверзенцев В.В., Рыбин В.В. Границы зерен в металлах. М.: Металлургия, 1980. 154 с.
14. Миссол В. Поверхностная энергия раздела фаз в металлах. Пер. с польск. М.: Металлургия, 1978. 176 с.
15. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. Л.: Наука, 1986. 226 с.
16. Дисклинации и ротационная деформация твердых тел / Ред. В.И. Владимиров. Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1988. 227 с.
17. Физика износостойкости поверхности металлов. / Ред В.И. Владимиров. Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1988. 229 с.
18. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов / Курс лекций. Л-М.: ОГИЗ. Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1948. 292 с.
19. Уманский Я.С., Финкельштейн Б.Н., Блантер М.Е. и др. Физическое металловедение. М.: Металлургиздат, 1955. 724 с.
20. Баррет Ч.С., Массальский Т.Б. Структура металлов. Пер с англ. В двух частях. М.: Металлургия, 1984. 352 с., 344 с.
21. Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. М.: Металлургия, 1978, 392 с.
22. Булат С.И., Тихонов А.С., Дубровин А.К. Деформируемость структурно-неоднородных сталей и сплавов. М.: Металлургия, 1975. 352 с.
23. Кристаллография и дефекты кристаллической решетки. Учебник для вузов / Новиков И.И., Розин К.М. М.: Металлургия, 1990. 336 с.
24. Валиев Р.З., Мусалимов Р.Ш.
25. Любов Б.Я. Диффузионные изменения дефектной структуры твердых тел. М.: Металлургия, 1985. 207 с.
26. Материаловедение. Методы анализа, лабораторные работы и задачи. Геллер Ю.А., Рахштадт А.Г. / Учебное пособие для вузов. М.: Металлургия, 1989. 456 с.
27. Береснев Б.И., Георгиева И.Я. Влияние гидроэкструзии на механические свойства трип-сталей. Металловедение и термообработка металлов. 1976. №3. С.5-9.
28. Георгиева И.Я. Трип-стали – новый класс высокопрочных сталей с повышенной пластичностью. Металловедение и термообработка металлов. 1976. №3. С.18-26.

29. Свойства элементов. Ч.1. Физические свойства: Справочник / Ред. Г.В. Самсонов. М.: Металлургия, 1976. 600 с.
30. Корнилов И.И. Титан. М.: Наука, 1975, 310 с.
31. Курнаков Н.С., Жемчужный С.Ф., Заседателев М.И. Известия Санкт-Петербургского политехнического института. 1914. Т. 22. С. 487.
32. Беляцкая И.С., Винтайкин Е.З., Урушадзе Г.Г. ФММ, 1970. Т.29. С. 219.
33. Смирягин А.П., Смирягина Н.А., Белова А.В. Промышленные цветные металлы и сплавы. М.: Металлургия, 1974. 488 с.
34. Хайтун С.Д. История парадокса Гиббса. М.: Наука, 1986. 168 с.